ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

XXI, № 9 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1957

Я. С. ШУР, Е. В. ШТОЛЬЦ и Г. С. КАНДАУРОВА

ОСОБЕННОСТИ ПРОЦЕССОВ ТЕХНИЧЕСКОГО НАМАГНИЧИВАНИЯ В ТЕКСТУРОВАННЫХ ОБРАЗЦАХ ИЗ ТОНКИХ ПОРОШКОВ

1. В целом ряде экспериментальных работ [1] наблюдалось изменение магнитных свойств с изменением размера ферромагнетика. В частности, уменьшение размера частиц порошка ферромагнитного материала приводит к увеличению его коэрцитивной силы. Естественно ожидать, что такое изменение свойств связано с изменением магнитной структуры ферромагнетика. Теоретически было предсказано существование критического размера, ниже которого разбиение ферромагнетика на домены становится энергетически невыгодным, поэтому частицы порошка представляют собой однодоменные образования [2]. Однако до сих пор не имеется детальных представлений о доменной структуре частиц при их приближении к критическому размеру. Несомненно, что наличие переходной магнитной структуры (от много- к однодоменной) должно сказываться на магнитных свойствах тонких порошков.

Целью нашего исследования являлось изучение особенностей магнитных свойств порошков в этой области размеров. Для исследования был выбран магнитно-одноосный сплав Mn-Bi. Этот сплав обладает (при комнатной температуре) константой анизотропии, наибольшей среди всех изученных ферромагнетиков, — $K \sim 10^7$ эрг см$^{-3}$ [3]. В порошковых образцах из такого сплава может быть искусственно создана значительная анизотропия магнитных свойств [4], что дает возможность полнее выявить особенности магнитной структуры порошков разной крупности.

2. Исследуемый сплав марганец-висмут был получен путем спекания порошков марганца и висмута при температуре около 300° и обладал коэрцитивной силой порядка 1000 Ое. Путем механического дробления сплав превращался в порошок с последующим разделением его на фракции по крупности частиц. Средний диаметр частиц разных фракций варьировался от 1 мм до нескольких микрон. Измерение магнитных свойств производилось баллистическим методом сброса на образцах в форме дисков. Магнитная текстура в этих образцах создавалась следующим образом: порошок тщательно перемешивали со склеивающим веществом, полученную смесь помещали между полюсами электромагнита, и в присутствии магнитного поля производилось закрепление частиц порошка.

3. Было установлено, что в образцах из порошков сплава Mn-Bi при уменьшении размера частиц наблюдается значительное изменение магнитных свойств. На рис. 1 приведена зависимость коэрцитивной силы от размера частиц порошка для изотропных (кривая *3*) и текстурованных (кривая *1* — при $\varphi = 0°$, кривая *2* — при $\varphi = 90°$) образцов (φ — угол между направлением магнитного поля при изготовлении образца (осью текстуры) и направлением магнитного поля при измерении магнитных свойств). Как видно из рисунка, коэрцитивная сила у текстурованных образцов при $\varphi = 0°$ и коэрцитивная сила у изотропных образцов возрастает при уменьшении размера частиц весьма значительно, коэрцитивная же сила при $\varphi = 90°$, напротив, с уменьшением размера частиц уменьшается. В образцах из тонких порошков наблюдается значительная анизотропия коэрцитивной силы. Так, у образца из частиц со средним

ф 6 μ коэрцитивная сила в направлении $\varphi = 0°$ равна 13200 Oe, а в направлении $\varphi = 90°$ — только 500 Oe.

На рис. 2 приведены кривые намагничивания (после размагничивания переменным полем при температуре —195°) и петли гистерезиса, измеренные на образцах из тонкого порошка (9 μ) при $\varphi = 0°$ и при $\varphi = 90°$. Как видно из рисунка при намагничивании в направлении оси текстуры (кривая *1*) намагниченность насыщения практически достигается в поле около 3000 Oe. При намагничивании под углом $\varphi = 90°$ (кривая *2*)

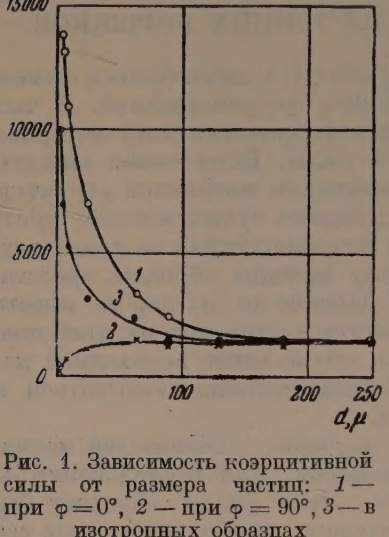


Рис. 1. Зависимость коэрцитивной силы от размера частиц: *1* — при $\varphi = 0°$, *2* — при $\varphi = 90°$, *3* — в изотропных образцах

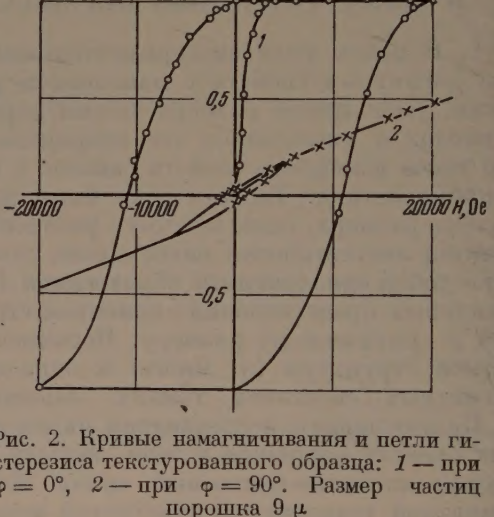


Рис. 2. Кривые намагничивания и петли гистерезиса текстурованного образца: *1* — при $\varphi = 0°$, *2* — при $\varphi = 90°$. Размер частиц порошка 9 μ

для достижения намагниченности насыщения нужны бóльшие поля: в поле 20 000 Oe относительная намагниченность J/J_s составляет лишь около 0,5. Так же обнаруживается резкая анизотропия петель гистерезиса: при намагничивании вдоль оси текстуры в направлении $\varphi = 0°$ площадь петли гистерезиса наибольшая, остаточная намагниченность равна намагниченности насыщения, коэрцитивная сила составляет 11000 Oe. При $\varphi = 90°$ площадь петли гистерезиса наименьшая, относительная остаточная намагниченность J_R/J_s равна 0,03 и коэрцитивная сила составляет 700 Oe. Следует подчеркнуть, что при $\varphi = 0°$ поле, в котором достигается намагниченность насыщения, значительно (в 3—4 раза) меньше величины коэрцитивной силы.

В дальнейшем приводятся результаты, полученные при намагничивании образцов при измерениях только вдоль оси текстуры.

На рис. 3 приведена зависимость намагниченности (кривая *1*), остаточной намагниченности (кривая *2*) и коэрцитивной силы (кривая *3*) от величины намагничивающего поля. Как видно из рисунка, кривая намагничивания достигает насыщения в поле 3000 Oe; в этом же поле остаточная намагниченность составляет около 25% от ее максимального значения, а коэрцитивная сила — всего лишь несколько процентов от ее максимальной величины. С увеличением намагничивающего поля остаточная намагниченность и коэрцитивная сила растут, эти характеристики достигают максимальной величины после намагничивания в поле около 18000 Oe

На рис. 4 приведены часть нисходящей ветви петли гистерезиса и кривые возврата, измеренные на образце из порошка с размером частиц 9 μ. Как видно из рисунка, кривые возврата в этом случае имеют своеобразный характер, а именно — при уменьшении поля намагниченность сохраняется неизменной в широком интервале отрицательных полей. Так,

например, на кривой *1*, где исходная намагниченность весьма мала, при уменьшении магнитного поля вдвое намагниченность сохраняется почти неизменной; при меньших значениях отрицательных полей наблюдается возрастание намагниченности. Такой ход кривых возврата наблюдается и при отрицательной исходной намагниченности (кривая *2*). Кривые возврата являются полностью обратимыми.

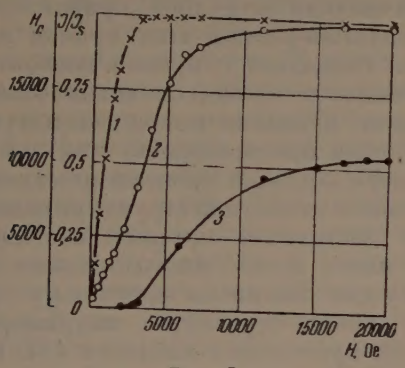


Рис. 3

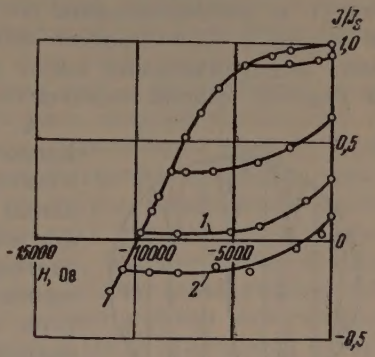


Рис. 4

Рис. 3. Зависимость: *1* — относительной намагниченности, *2* — относительной остаточной намагниченности и *3* — коэрцитивной силы — от величины намагничивающего поля при направлении его под углом $\varphi = 0°$. Размер частиц порошка 9 μ

Рис. 4. Нисходящая ветвь петли гистерезиса и кривые возврата при направлении намагничивания под углом $\varphi = 0°$. Размер частиц порошка 9 μ

На рис. 5 приведены кривые намагничивания образца из порошка со средним размером частиц 25 μ после достижения размагниченного состояния разными способами: переменным магнитным полем при температуре жидкого азота (кривая *1*) или обратным постоянным полем при комнатной температуре (кривые *2* и *3*). С наибольшей легкостью идет процесс намагничивания после применения первого способа размагничивания (кривая *1*). После размагничивания вторым способом ход кривых намагничивания зависит от знака размагничивающего поля H_0 по отношению к полю H, при котором производится съемка кривой намагничивания. На рис. 6 схематически показаны два пути достижения размагниченного

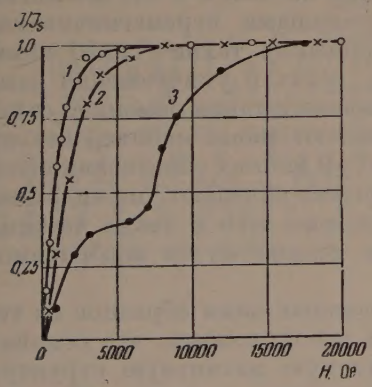


Рис. 5

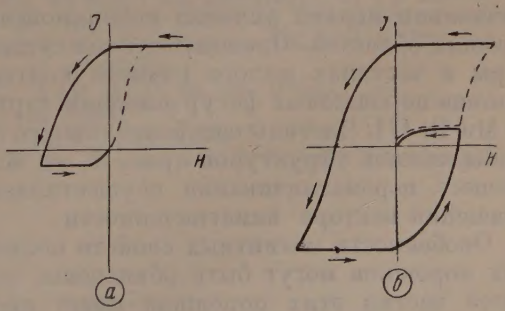


Рис. 6

Рис. 5. Кривые намагничивания при направлении поля под углом $\varphi = 0°$: *1* — после размагничивания переменным полем при $t = -195°$, *2* и *3* — после размагничивания обратным постоянным полем при комнатной температуре (см. рис. 6 и текст стр. 1218). Размер частиц порошка 25 μ

Рис. 6. Схема получения размагниченного состояния при помощи обратного поля (сплошная линия) и соответствующие кривые намагничивания (пунктирная линия)

состояния при помощи обратного поля. Если поля H_0 и H противоположны по знаку (т. е. размагниченное состояние было получено приемом, приведенным на рис. 6, *а*), то процесс намагничивания протекает легко. Поле, в котором достигается намагниченность насыщения в этом случае, лишь несколько выше (кривая *2* рис. 5), чем при применении первого способа размагничивания (кривая *1*, рис. 5). Если поля H_0 и H совпадают по знаку (т. е. размагниченное состояние достигнуто приемом, представленным на рис. 6, *б*), то процесс намагничивания затруднен (кривая *3* рис. 5), кривая намагничивания имеет ступенчатообразный вид, причем начальный участок кривой намагничивания совпадает с кривой возврата.

4. Особенности процессов технического намагничивания в тонких порошках могут быть объяснены, если предположить, что при изменении размера порошка происходит закономерное изменение в магнитной структуре отдельных частиц. В достаточно крупной частице, по-видимому, имеет место многодоменная структура, присущая магнитно-одноосному ферромагнетику. Такая структура, например, наблюдалась на кристаллах кобальта [5]. В этом случае (рис. 7, *а*) в размагниченном состоянии частица состоит из ряда основных областей со 180°-ными границами и кинжаловидных замыкающих областей, намагниченность в которых направлена антипараллельно намагниченности основных областей. При уменьшении размера частиц существование многодоменной структуры становится энергетически невыгодным и в пределах частицы есть только одна основная область и на ее краях замыкающие области (рис. 7, *б*).

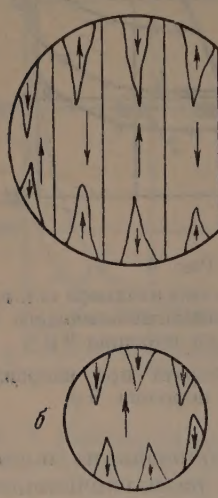


Рис. 7. Схема доменной структуры частиц разного размера: *а* — многодоменная структура, *б* — переходная магнитная структура, *в* — однодоменная структура

Некоторые из этих замыкающих областей, так же как и в случае мягких магнитных материалов [6], являются зародышами перемагничивания. Благодаря этому существенную роль в процессах технического намагничивания играют условия возникновения, роста и уничтожения замыкающих областей. Предположение о существовании такой доменной структуры в частицах малого размера подтверждают наши наблюдения при помощи порошковых фигур доменной структуры мелких образований сплава Mn-Bi [7]. Частицы еще более тонкого порошка обладают, по-видимому, однодоменной структурой (рис. 7, *в*), вследствие чего в таких частицах процесс перемагничивания осуществляется только путем необратимого вращения вектора намагниченности.

Особенности магнитных свойств исследованных нами образцов из тонких порошков могут быть объяснены, если предположить, что основная масса частиц этих порошков имеет переходную магнитную структуру (рис. 7, *б*). Если порошок был размагничен при температуре жидкого азота, где константа анизотропии весьма мала [3], то в частицах, по-видимому, создана многодоменная структура и процесс намагничивания вдоль оси текстуры протекает как процесс смещения 180°-ных границ, уменьшения объема замыкающих областей и последующего их исчезновения. Процесс смещения границ протекает с наибольшей легкостью, и поэтому в сравнительно слабых полях частица оказывается почти полностью на-

магниченной до насыщения (рис. 2). Однако при этом сохраняются еще незначительные по объему замыкающие области, которые при выключении поля играют роль зародышей перемагничивания, вследствие этого наблюдается низкое значение остаточной намагниченности и коэрцитивной силы (частный цикл гистерезиса). Лишь в сравнительно больших полях удается уничтожить полностью замыкающие области и тогда достигается максимальное значение величины остаточной намагниченности и коэрцитивной силы (рис. 3). Перемагничивание такой частицы может идти как за счет необратимого вращения, так как и за счет создания и роста зародышей перемагничивания. В обоих случаях для осуществления процесса перемагничивания требуется большая затрата энергии магнитного поля, чем и обусловлено высокое значение коэрцитивной силы (рис. 2). Однако, если в отрицательных полях зародыш перемагничивания уже создан, то он, по-видимому, сохраняется даже при некотором уменьшении величины отрицательного поля. Этим можно объяснить неизменность величины намагниченности на кривых возврата (рис. 4). Однако в слабых отрицательных и, в особенности, в положительных полях замыкающие области начинают уменьшаться в объеме, вследствие чего кривая намагничивания (кривая *2* рис. 5) идет сравнительно круто и мало отличается от кривой намагничивания, снятой после размагничивания при $t = -195°$ (кривая *1* рис. 5). Напротив, если направление намагничивающего поля параллельно вектору намагниченности замыкающих областей (кривая *3* рис. 5, когда поля H_0 и H совпадают по знаку), то намагничивание идет за счет роста зародышей и для достижения намагничивания насыщения требуются большие магнитные поля.

Таким образом, изучение магнитных свойств тонких высококоэрцитивных порошков позволяет предположить существование переходной магнитной структуры в частицах размером более критического. В этом случае в частице наряду с основной областью существуют и замыкающие области. При некоторых условиях эти замыкающие области могут исчезнуть и тогда процесс перемагничивания будет протекать как в однодоменных частицах. При других условиях основную роль в процессе технического намагничивания играют замыкающие области.

Институт физики металлов
УФАН СССР

Цитированная литература

1. Gottschalk V. H., Physics, **6**, 127 (1935); Bertaut F., C. R., **229**, 417 (1949); Guillaud C., J. Phys. et Rad., **12**, 492 (1951); Шур Я. С., Зотов Т. Д., Чеботарев И. А., ДАН СССР, **81**, 387 (1951).
2. Френкель Я. И., Дорфман Я. Г., Nature, **126**, 274 (1930).
3. Guillaud C., Cahiers Phys., p. 15 (1943).
4. Штольц Е. В., Шур Я. С., ДАН СССР, **95**, 781 (1954).
5. Andrä W., Ann. d. Phys., **15**, 135 (1954).
6. Шур Я. С., Абельс В. Р., ФММ, **1**, 11 (1955)
7. Шур Я. С., Кандаурова Г. С., Штольц Е. В., Булатова А. В., ФММ, **3**, 191 (1956).

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

Т. XXI, № 9 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1957

Н. Н. БУЙНОВ, Л. И. ПОДРЕЗОВ и М. Ф. КОМАРОВА

ИССЛЕДОВАНИЕ РАСПАДА В СПЛАВЕ Ni-Be

В ряде исследований высококоэрцитивных сплавов [1—3] величина коэрцитивной силы связывается с внутренними напряжениями. Поэтому экспериментальное выяснение роли напряжений в определении этой величины представляет интерес для развития теории коэрцитивной силы.

Роль напряжений в значительной мере может быть выяснена путем структурных исследований и измерения свойств стареющих и сильно упрочняющихся ферромагнитных сплавов типа Ni-Be. Для выяснения роли напряжений нами было проведено исследование старения сплава Ni-Be. Превращение в нем сопровождается большими объемными изменениями, необычно сильным упрочнением, значительным изменением магнитных свойств и выделением неферромагнитной β-фазы.

Магнитные свойства сплава Ni-Be (1,9% Be) подробно исследовались Герлахом [4], а структура — Лаем [5]. Эти исследования показывают, что начальная стадия распада в сплаве имеет гомогенный характер, тогда как более поздняя стадия — гетерогенный. Связь же коэрцитивной силы и упрочнения со структурой сплава ими не была установлена.

Методика эксперимента

Для исследования нами был выплавлен в высокочастотной вакуумной печи сплав никеля с бериллием *. По данным химического анализа в сплаве, кроме 1,9% Be, были следующие примеси: 1,25% Fe, 0,12% Al, 0,16% Cu, 0,15% Si и следы Mg.

Сплав после выплавки подвергался горячей ковке и затем гомогенизировался в течение 15 час при температуре 1100°. Исследование структуры сплава велось при помощи электронного микроскопа — методом оксидных отпечатков [6] и при помощи рентгеновых лучей — методом грубозернистых образцов [7] и обратной съемки по Заксу [8]. Кроме того, проводились измерения коэрцитивной силы, намагниченности насыщения, твердости и микротвердости.

Образцы для электронномикроскопического исследования, для измерения твердости, коэрцитивной силы, определения постоянной решетки по Заксу имели размеры 8 × 6 × 4 мм. С них же в некоторых случаях снимались рентгенограммы по методу грубозернистых образцов. Для съемки по последнему методу образцы обычно имели цилиндрическую форму с ϕ 0,3 мм и состояли из отдельных зерен размером 0,1÷0,3 мм.

Для непосредственного сопоставления свойств со структурой был изготовлен цилиндрический образец ϕ 3 мм и длиной 50 мм. На одном конце этого образца имелся отросток ϕ 0,5 мм и длиной 2 мм. Он служил для получения рентгенограмм на разных стадиях старения сплава при 500°. На этом же образце производились измерения коэрцитивной силы, намагниченности насыщения и микротвердости. Сплавы подвергались старению при температурах 425, 500, 600 и 650° при различных выдержках. Все измерения проводились при комнатной температуре.

* Сплав был выплавлен в лаборатории прецизионных сплавов, руководимой Г. В. Гайдуковым.

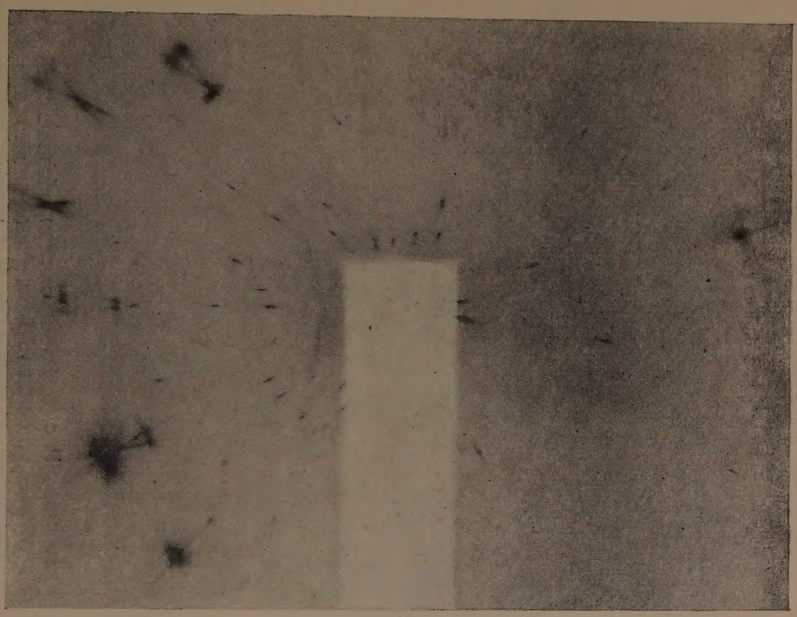


Рис. 1. Рентгенограмма сплава Ni-Be, состаренного при 425° в течение 3 час 35 мин (никелевое излучение)

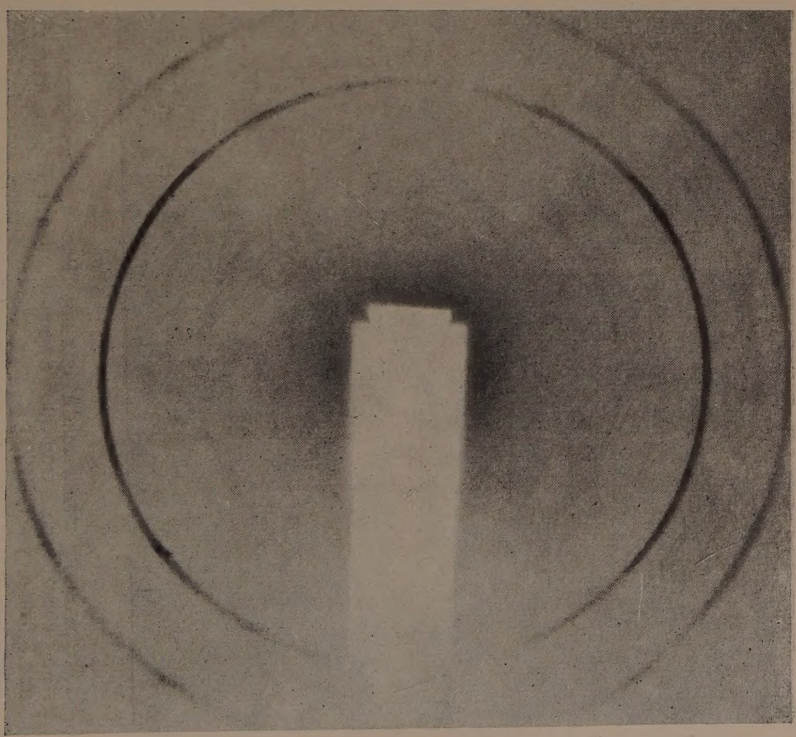


Рис. 2. Рентгенограмма сплава Ni-Be, состаренного при 500° в течение 58 час

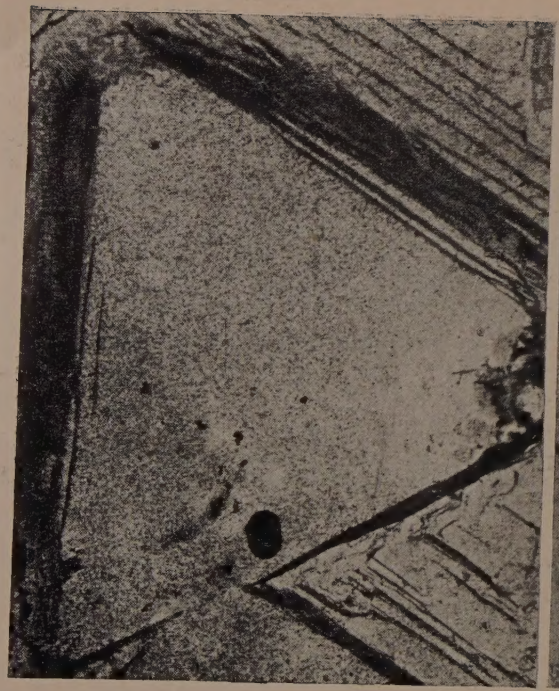


Рис. 6. Электрономикроскопический снимок сплава Ni-Be, состаренного при 500° в течение 5,5 час; увел. 21000 ×

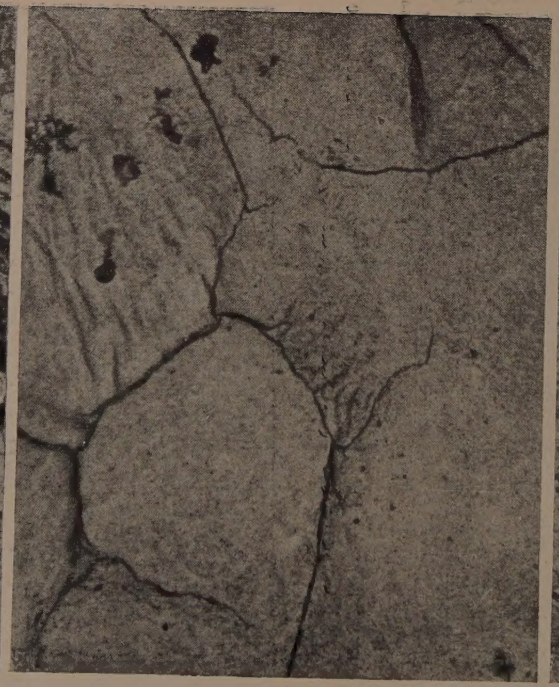


Рис. 4. Электрономикроскопический снимок сплава Ni-Be, закаленного от 1100°; увел. 21000×

Рис. 5. Электрономикроскопический снимок сплава Ni-Be, состаренного при 425° в течение 4 час; увел. 21000 ×

Экспериментальные результаты

На рентгенограммах закаленного сплава наблюдаются четкие лауэ-пятна и в небольшом количестве очень слабые двухмерные эффекты (1—2 на рентгенограмме). Последние можно рассматривать как доказательство неполной закалки сплава. Это следует из того, что они становятся интенсивнее при старении и аналогичны аномальным эффектам, вызванным последующим старением. Кратковременное старение закаленного сплава, например при 425° в течение 15 мин, уже приводит к появлению на рентгенограммах аномальных двухмерных эффектов. Интенсивность этих эффектов, как и твердость сплава, очень резко возрастает на начальных стадиях старения, а интенсивность лауэ-пятен уменьшается (рис. 1, см. вклейку I). Лауэ-пятна, не изменяя своих размеров, почти полностью исчезают на рентгенограммах после старения сплава в течение 4 час при 425° или 1—2 час при 500°. На стадиях старения, придающих сплаву высокую твердость, заметного изменения интенсивности аномальных эффектов не наблюдается; коэрцитивная сила остается почти неизменной.

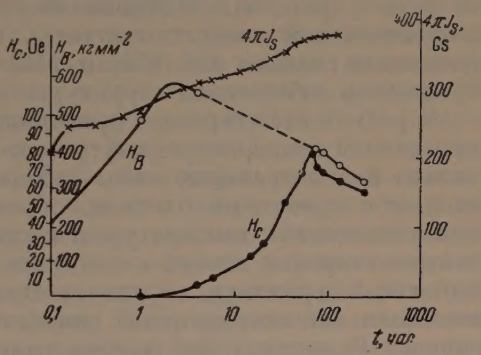


Рис. 3. Зависимость намагниченности насыщения ($4\pi J_s$), твердости по Бринелю (H_B) и коэрцитивной силы (H_C) от времени старения сплава при 500°

Когда сплав в результате старения достигает максимальной твердости, на рентгенограммах наблюдаются аномальные двухмерные эффекты, в некоторых случаях линейные в виде мостиков, соединяющих соседние пятна двухмерной дифракции, и слабые интерференционные кольца твердого раствора. Лауэ-пятна на рентгенограммах полностью отсутствуют.

Дальнейшее старение сплава, приводящее к понижению его твердости, сопровождается возрастанием коэрцитивной силы, размытием и ослаблением интенсивности аномальных эффектов, усилением интенсивности интерференционных колец твердого раствора и появлением колец β-фазы. После старения, в результате которого сплав приобретает максимальную коэрцитивную силу, аномальные эффекты на рентгенограммах полностью исчезают и наблюдаются только интенсивные интерференционные кольца твердого раствора и β-фазы (рис. 2).

Зависимость времени достижения сплавом Ni-Be максимума твердости и максимума коэрцитивной силы от температуры старения

Температура старения, °С	Время достижения максимума	
	твердости	коэрцитивной силы
425	24 час	За время старения 105 час максимум не достигнут
500	2 час	70 час
600	10 мин	3 час
650	<10 мин	Не установлено

Следует заметить, что описанные выше результаты рентгеновского анализа были получены при съемке как тонких (0,3 мм), так и массивных образцов, предназначенных для электронномикроскопического исследования, измерения магнитных свойств и твердости.

На рис. 3 приведены кривые зависимости твердости (по Бринелю) коэрцитивной силы и намагниченности насыщения от времени старения сплава при 500°, а в таблице — время достижения сплавом максимальной твердости и максимальной коэрцитивной силы для различных температур старения. Видно, что во всех случаях при старении максимум твердости в сплаве достигается раньше, чем максимум коэрцитивной силы.

Аномальным двухмерным эффектам соответствует параметр $a = 3{,}484$ Å обратной решетки пересыщенного твердого раствора, а интерференционным кольцам — параметр $a = 3{,}510$ Å решетки бедного бериллием твердого раствора. Протяженность областей аномального рассеяния (о. а. р.) не меняется с температурой и с временем старения. Диаметр стержней областей аномального рассеяния увеличивается с увеличением их расстояния от узла обратной решетки твердого раствора, тогда как по существующим представлениям [9] должно наблюдаться обратное явление.

На электронномикроскопических снимках как закаленных, так и состаренных образцов, не достигших еще максимальной твердости, наблюдаются светлые пятнышки округлой и удлиненной форм размером ~ 50 Å (рис. 4). Удлиненные пятнышки иногда образуют узор, напоминающий видманштеттову структуру. Являются ли светлые пятнышки следами зон, обогащенных легирующим компонентом, или изображением собственной структуры оксидной пленки, решить не удалось.

В результате старения, приводящего сплав к максимальной твердости при данной температуре, внутри зерен появляются в отдельных участках сплава новые границы, очень похожие на трещины (рис. 5). Они также сходны с границами блочков, образующихся в результате деформации при повышенных температурах в алюминии [10] и цинке [11]. При дальнейшем старении сплава в нем появляются области со структурой, напоминающей перлитную структуру стали (рис. 6). При достижении сплавом максимальной коэрцитивной силы эти участки охватывают не менее 90% сплава. Поскольку на рентгенограммах, соответствующих этой стадии старения, имеются линии β-фазы, можно считать, что в сплаве в большом количестве появились пластинки β-фазы, образующие с твердым раствором перлитную структуру. Участки сплава с пластинками одного направления имеют размер порядка 1—2 μ. Этот размер, вероятно, и имеют кристаллики твердого раствора, дающие на рентгенограммах сплошные интерференционные кольца. Пластинки β-фазы имеют длину 0,1÷0,5 μ. Расстояние между ними изменяется в пределах 0,05÷0,2 μ.

Правильная видманштеттова структура наблюдалась только после медленного охлаждения сплава.

Обсуждение экспериментальных результатов

Старение сплава Ni-Be начинается с образования в нем зон Гинье—Престона, обогащенных бериллием и имеющих искаженную решетку матрицы. Об этом свидетельствуют:

1) присутствие на рентгенограммах аномальных эффектов, связанных только с обратной решеткой пересыщенного твердого раствора;

2) неизменность параметра кристаллической решетки твердого раствора на начальной стадии старения (по данным Лая [5]).

На этой стадии в сплаве возникают упругие искажения, обусловливающие появление на рентгенограммах аномальных эффектов. Исчезновение лауэ-пятен и расширение диаметра стержнеобразных областей аномального рассеяния к своим концам (с увеличением расстояния от узлов обратной решетки) можно рассматривать как доказательство того, что сплав «разбивается» на блочки, упруго сжатые или растянутые и не сильно дезориентированные один относительно другого.

Поскольку на первой стадии распада коэрцитивная сила сплава остается почти неизменной, постольку можно считать, что зоны, как и матрица сплава, являются ферромагнитными. Ферромагнетизм зон может быть обусловлен их структурой, а не составом.

На второй стадии распада в сплаве происходит перестройка зон в частицы β-фазы. Эта перестройка сопровождается образованием сильно дезориентированных блочков или зерен, о чем свидетельствует появление на

лауэграммах сплава интерференционных колец твердого раствора и β-фазы. Образование сильно дезориентированных блочков или зерен может произойти двумя путями: или путем разрыва когерентных связей между сильно растянутыми и сжатыми блочками и между блочками и зонами, превращающимися в частицы β-фазы, или путем рекристаллизации. Нам представляется, что первый путь более вероятен, хотя бы потому, что часто можно наблюдать «переход» частиц β-фазы из одного блочка в другой.

Блочкообразование с разрывом когерентности, по-видимому, начинается еще до перестройки зон в частицы β-фазы, так как новые границы, похожие на трещины, появляются в участках сплава без выделений. Но этот процесс наиболее интенсивно протекает во время перестройки зон в частицы β-фазы. Параллельно с перестройкой зон в частицы β-фазы в сплаве происходит и снятие напряжений, по крайней мере II рода, о чем свидетельствует снижение твердости сплава и появление на рентгенограммах дублета $K\alpha_1$ и $K\alpha_2$ отражений (331) и (420) (на медном излучении). При этом коэрцитивная сила сплава возрастает с нескольких эрстед до 80.

Отсюда следует, что высокую коэрцитивную силу сплава Ni-Be следует связывать не с существованием в нем напряжений, а с появлением частиц β-фазы. Тонкие пластинки β-фазы благодаря своему большому количеству (в зависимости от состава сплава они могут составлять объем до 25 %), разбивают сплав на изолированные участки. Поскольку длина пластинок превышает расстояние между соседними пластинками, постольку можно предполагать, что заключенные между ними участки твердого раствора имеют анизотропную форму. Изолированность отдельных областей твердого раствора и их анизотропная форма могут резко повысить коэрцитивную силу сплава.

Если во время старения вместе с изменением состава твердого раствора сильно изменяются и константы анизотропии, то возможно возрастание коэрцитивной силы и за их счет.

Некоторые детали аномальных эффектов требуют дополнительного рассмотрения и в настоящем сообщении не обсуждаются. Здесь следует лишь заметить, что аномальные эффекты на рентгенограммах сплава Ni-Be аналогичны эффектам, которые наблюдал А. М. Елистратов [12] на рентгенограммах сплава Cu-Be.

Выводы

1. На основании проведенных при помощи рентгеноструктурного анализа, электронного микроскопа, измерений твердости и коэрцитивной силы исследований и анализа литературных данных следует, что распад в сплаве Ni-Be, как и в сплавах типа Al-Cu, Al-Ag и Al-Zn, протекает в две стадии.

2. На первой стадии распада в сплаве происходит образование зон, обогащенных легирующим компонентом, и возникновение значительных упругих деформаций, приводящих к упругим искажениям блочной структуры. С этой стадией связано максимальное упрочнение сплава.

Поскольку на первой стадии распада коэрцитивная сила изменяется очень слабо, можно считать, что зоны и области локализации упругой деформации не оказывают существенного сопротивления перемагничиванию.

3. На второй стадии распада в сплаве происходит перестройка зон в частицы β-фазы. При этом коэрцитивная сила сплава возрастает с нескольких эрстед до 80.

Таким образом высокая коэрцитивная сила сплава Ni-Be связана с выделением частиц β-фазы, а не с наличием напряжения.

В заключение пользуемся случаем поблагодарить Ю. А. Багаряцкого и А. М. Елистратова за обсуждение результатов работы.

Институт физики металлов
УФАН СССР

Цитированная литература

1. Geisler A. H., Electr. Eng., **69**, 37 (1950).
2. Баллид., Захарова М. И., ДАН СССР, **96**, 737 (1954).
3. Комар А., Тарасов Д., ЖТФ, **10**, 1145 (1940).
4. Gerlach W., ZS. Metallkunde, **28**, 80, 183 (1936).
5. Lay H., ZS. Metallkunde, **29**, 32 (1937).
6. «Электронная микроскопия», под ред. А. А. Лебедева.— ГИТТЛ, М., 1954.
7. Елистратов А. М., ДАН СССР, **69**, 337 (1949).
8. Жданов Г. С., Уманский Я. С., Рентгенография металлов, ч. I.—ОНТИ, М.—Л., 1937.
9. Джеймс Р., Оптические принципы дифракции рентгеновских лучей.— ИЛ, М., 1950.
10. Kelly J. M., Gifkins R. C., J. Inst. Met., **82**, 475 (1954); Rachinger W. A., J. Inst. Met., **80** 415 (1952).
11. Ramsey J. A., J. Inst. Met., **80**, 167 (1952).
12. Елистратов А. М., ДАН СССР, **88**, 669 (1953); **101**, 69 (1955).

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

. XXI, № 9 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1957

Б. Г. ЛИВШИЦ

ИЗМЕНЕНИЕ СТРОЕНИЯ И СВОЙСТВ НИКЕЛЕВЫХ ТВЕРДЫХ РАСТВОРОВ ПРИ ТЕРМИЧЕСКОЙ ОБРАБОТКЕ

Анализ последних работ показывает, что существует еще одно фазовое состояние и соответственно — фазовое превращение гомогенного твердого раствора, которое не является упорядочением в обычном смысле этого слова. Впервые на существование такого состояния было указано в 1951 г. [1], и тогда же оно было исследовано в нихроме (80% Ni + + 20% Cr) и других сплавах методом измерения электрического сопротивления. Новое структурное состояние было названо [1] K-состоянием.

Автор настоящей статьи в сотрудничестве с Ш. Ш. Ибрагимовым, А. З. Иванушкиной и М. П. Равдель исследовал это новое явление в нихроме, молибденовом пермаллое и инваре, легированном молибденом, при помощи различных методов, таких, как измерение электросопротивления, дилатометрия, измерение твердости, намагниченности насыщения и др., которые дали совпадающие результаты.

На рис. 1 кривая $abcd$ показывает температурную зависимость сопротивления нихрома в стабильном состоянии. Сравнивая участки ab и cd, можно видеть, внеся поправку на температурный коэффициент, что при низкой температуре сопротивление выше, чем при высокой температуре.

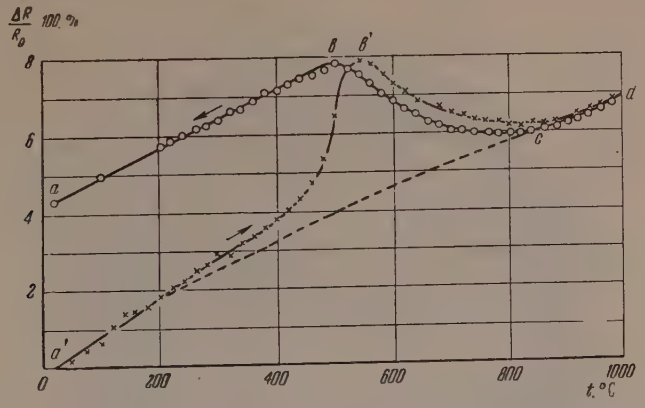


Рис. 1. Зависимость электросопротивления нихрома 80/20 от температуры: кривая $abcd$ — в стабильном состоянии, кривая $a'b'cd$ — в состоянии после закалки

Непосредственно это доказывается закалкой от высокой температуры. Закалкой можно получить значение электросопротивления, соответствующее точке a'. Нагрев закаленного образца дает переход $a'b'$ и затем $b'cd$. Переход на участке $a'b'$ в деталях определяется кинетикой превращения. Участок $b'c$ (подобный участок bc) характеризует сопротивление нихрома в стабильном состоянии.

Кинетика этого перехода при отпуске закаленных образцов изучена путем измерения удельного электросопротивления при комнатной температуре, что видно из рис. 2. Стабильный уровень (K-состояние) легко достигается отжигом при 450° в течение 15 час, при 500° в течение 2 час и

при 550° в течение 5 мин. Расчет энергии активации дает величину 43 ккал г-атом$^{-1}$.

Зависимость сопротивления от температуры отпуска видна из рис. 3. Правая и левая точки на каждой кривой лежат приблизительно из одном уровне и соответствуют переохлажденному высокотемпературному твердому раствору (каждый отпуск заканчивался быстрым охлаждением). Отсюда видно, что речь идет о фазовом превращении, связанном с перемещением атомов внутри твердого раствора.

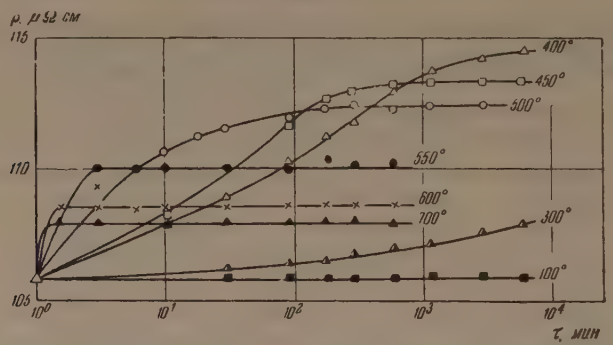


Рис. 2. Зависимость изменения удельного электросопротивления нихрома от продолжительности отпуска при различных температурах. Измерение производилось при комнатной температуре

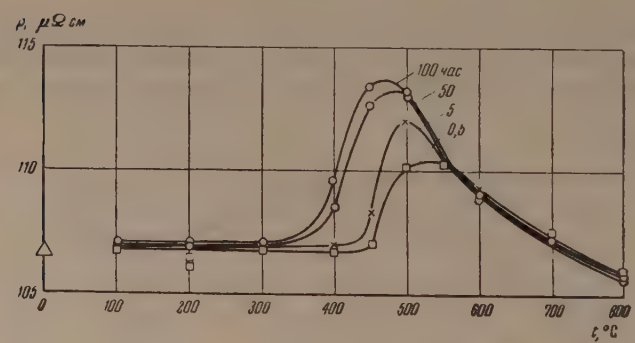


Рис. 3. Зависимость удельного электросопротивления нихрома от температуры отпуска при различных его продолжительностях

Такие же кривые можно построить по результатам измерения микротвердости (рис. 4), а также по дилатометрическим данным, по измерениям теплоемкости и др.

Решетка высокотемпературной фазы, переохлажденной до комнатной температуры, менее компактна, чем решетка низкотемпературной фазы. Это подтверждается рентгенографически.

На рис. 5 (см. вклейку II) показана микроструктура (увел. 400 ×) переохлажденного твердого раствора, а на рис. 6 (см. там же) — микроструктура низкотемпературного K-состояния, выявленная специальным методом приготовления и травления шлифа.

В результате наклепа K-состояние, так же как и упорядоченная структура, разрушается, но электросопротивление при этом не растет, как в случае упорядоченного раствора, а уменьшается. При отпуске K-состояние восстанавливается, и сопротивление возрастает до стабильного уровня, соответственно температуре отпуска.

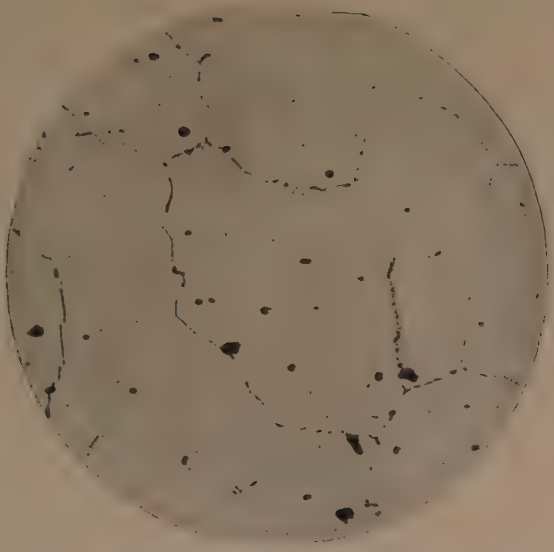


Рис. 5. Структура нихрома после закалки на высокотемпературный раствор. Увел. 400×

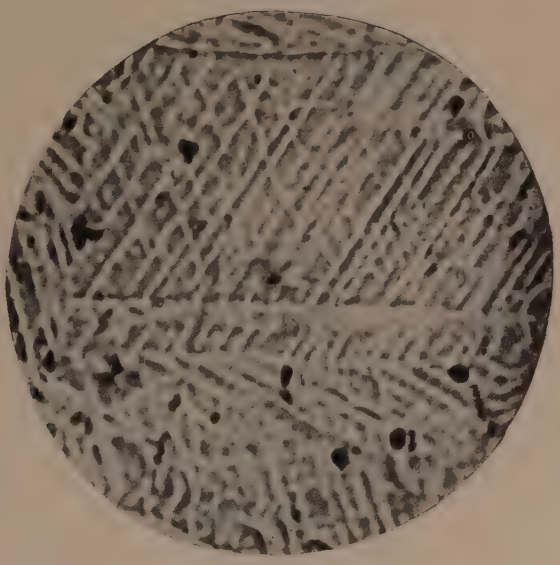


Рис. 6. Структура нихрома (после отпуска) на *К*-состояние. Увел. 400×

Интересно, что даже твердость как бы снижается при наклепе, если бразец был предварительно отожжен на *K*-состояние.

В интервале обжатий 23÷80% повышение твердости от наклепа компенсируется ее понижением вследствие разрушения *K*-состояния. На рис. 7 го показано стрелками. Видно, что при степени обжатия 23 ÷ 80% вердость не меняется, а затем растет, когда *K*-состояние уже разрушено.

Из рис. 7 видно также, го в сплаве Ni-Cr-Fe (нироме с 25% железа, т. е. алеком от Ni_3Cr по составу) меют место те же явления.

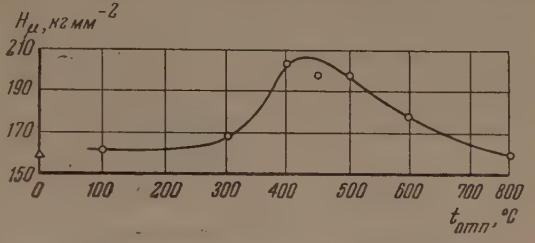


Рис. 4. Зависимость микротвердости нихрома от температуры отпуска, продолжавшегося 10 час

Может ли быть *K*-состояние упорядочением сплава ипа Ni_3Cr? Так полагают нглийские металлофизики 2]; они считают, что при порядочении электросопроивление не обязательно олжно падать, но может возастать. Против такого утверждения свидетельствует аномальный эффект лектрического сопротивления в молибденовом пермаллое, который в этом тношении ведет себя так же, как нихром.

На рис. 8 дана зависимость изменеия удельного электросопротивления в %) сплавов Ni_3Fe и Ni_3Fe + 0,5, −1, +2, +3, +4, +5 и +6% Mo от емпературы отпуска. Исходное состояие — неупорядоченный твердый расвор, полученный путем наклепа.

Кривая *1* для Ni_3Fe без молибдена ает обычную кривую для упорядоивающихся сплавов. Уже 0,5% Mo кривая *2*) заметно понижают степень

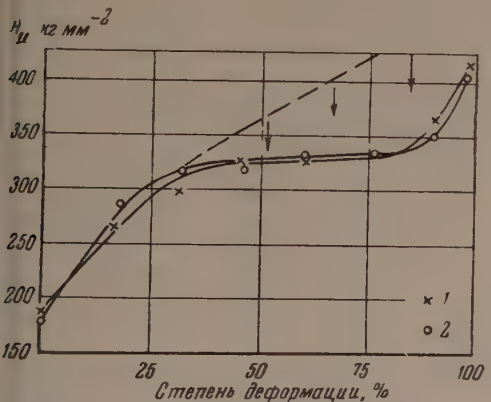


Рис. 7

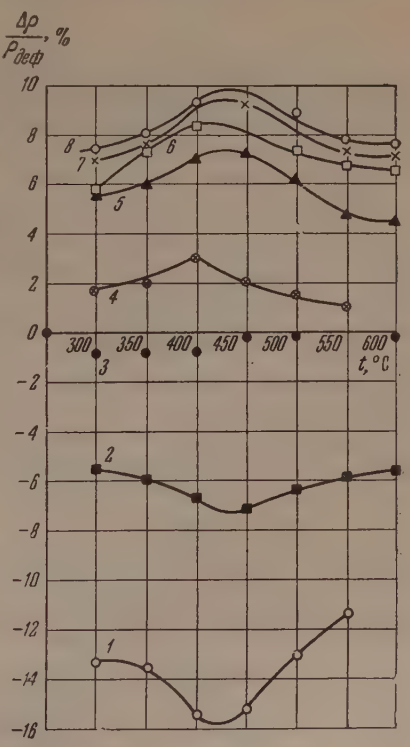


Рис. 8

Рис. 7. Влияние наклепа на микротвердость: *1* — нихрома 80/20 и *2* — нихрома 0/15/25, легированного железом, после охлаждения их от 1100° со скоростью 25° в час

Рис. 8. Зависимость удельного электросопротивления от температуры отпуска сплавов остава Ni_3Fe, легированных и не легированных молибденом; C_{Mo}: *1*—0,2%, *2*—0,5%, *3*—1%, *4*—2%, *5*—3%, *6*—4%, *7*—5%, *8*—6%.

порядка. При 1% Mo (точки *3*) электросопротивление сплава делается почти не чувствительным к термической и механической обработке: оно почти не меняется при закалке, отпуске и холодной протяжке. Введение 2, 3, 4, 5 и 6% молибдена соответственно (кривые — *4* — *8*) меняет знак $\Delta\rho$-эффекта упорядочение уступает место образованию K-состояния. Этот эффект растет с содержанием молибдена, т. е. вместе с удалением об стехиометрического состава Ni_3Fe. Такие же изменения возникают

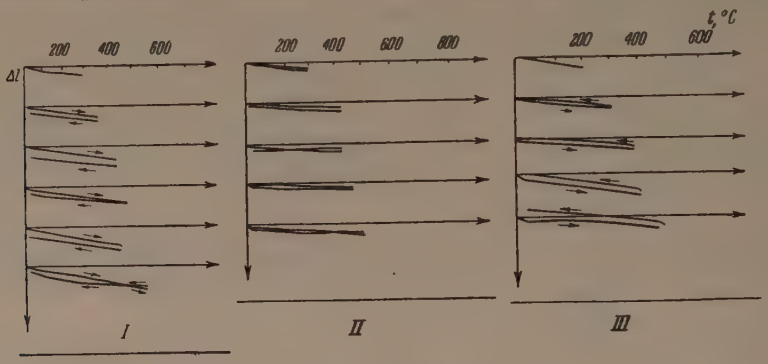


Рис. 9. Дилатометрические кривые сплавов: *I* — Ni_3Fe, *II* — Ni_3Fe + 1% Mo и *III* — Ni_3Fe + 5% Mo

в результате отпуска после закалки от 900°. Только изменение ρ здесь несколько меньше, чем после наклепа.

Мало вероятно, чтобы такой эффект был результатом упорядочения, тем более, что он растет с концентрацией молибдена, который, казалось бы, может мешать упорядочению.

Интересно, что изменение удельного объема следует изменению электросопротивления: при упорядочении сплава состава Ni_3Fe удельный объем уменьшается, а при содержании 2÷5% Mo объем растет в процессе образовании K-состояния.

На рис. 9 даны дилатометрические кривые для трех сплавов состава: *I* — Ni_3Fe, *II* — Ni_3Fe + 1% Mo и *III* — Ni_3Fe + 5% Mo. Образцы сплавов предварительно были закалены от высокой температуры на однородный твердый раствор и затем нагревались в дилатометре до 300, 400, 450, 475, 550 и 600° и выдерживались при этих температурах 7 час. Ясно видно, что упорядочение твердого раствора в сплаве Ni_3Fe приводит к уменьшению объема *. В таком же сплаве, но с 5% Mo, имеет место увеличение объема. Сплав с 1% Mo не испытывает объемных изменений.

Зависимость твердости, намагниченности насыщения и механических свойств от температуры и времени отпуска принципиально такова же как и электросопротивления: после закалки или наклепа изменение этих свойств достигает максимума при определенной температуре отпуска (около 450°) и при ее повышении уменьшается.

На рис. 10 сопоставлены зависимости магнитной проницаемости (по данным Бозорта [3]) и удельного электросопротивления супермаллоя от температуры отпуска (при длительности его 1 час). Корреляция между этими величинами вполне удовлетворительна, особенно, если учесть высокую структурную чувствительность проницаемости. Для полного анализа нужно знать, как зависят кристаллическая энергия и магнитострикция от степени K-состояния.

Эту степень, т. е. фазовое состояние, мы можем оценить по электро

---

* На рис. 9 приведено изменение длины Δl, однозначно характеризующее изменение объема.

опротивлению, которое почти не зависит от внутренних напряжений, величины зерна и малых концентраций загрязнений.

В 1951 г. Томасом [1] было высказано предположение, что *K*-состояние — это состояние субмикронеоднородности твердого раствора, которое получается в результате устойчивой сегрегации какого-либо из компонентов. В частности, в нихроме можно говорить только о локальной сегрегации хрома. Линейные размеры мест, обогащенных, например, хромом, — порядка длины свободного пробега, благодаря чему образование такой неоднородности влечет за собой повышение электросопротивления. Такие же представления были развиты применительно к пермаллою [4], причем было показано, что введение молибдена в Ni_3Fe приводит к постепенному переходу стабильного при низкой температуре раствора от упорядоченного состояния к *K*-состоянию (состоянию сегрегации). Этот переход совершается, как видно из сказанного, при 1 % Mo. Было высказано предположение, что сегрегируют атомы молибдена. Приблизительно к такому же выводу привело магнитное исследование [5] молибденового пермаллоя, в котором после отжига были найдены две точки Кюри. Автор [5] предполагает, кроме того, что при такой сегрегации свободные от атомов молибдена микрообласти упорядочиваются по типу Ni_3Fe. Это предположение кажется правдоподобным, однако одного различия в концентрации молибдена в разных участках кристалла вполне достаточно для появления двух различных точек Кюри. Эта работа [5] вносит существенную конкретизацию в ранее сформулированные представления [4] тем, что указывает на дискретный характер атомной сегрегации. Наличие раздельно выраженных двух точек Кюри свидетельствует о том, что в твердом растворе идет «внутрифазовый распад» на области с двумя разными концентрациями.

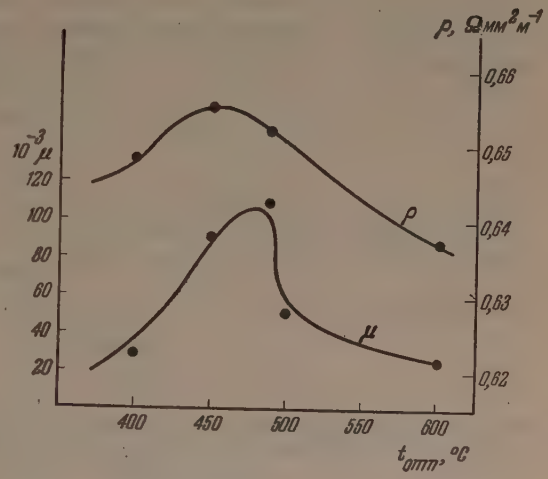


Рис. 10. Зависимость удельного электросопротивления и магнитной проницаемости супермаллоя от температуры отпуска в течение 1 часа

Ранее неоднократно (например в работе [2], так же как в работе [5]) высказывалось предположение, что так называемое *K*-состояние является разновидностью упорядочения. Правда, в работе [2] представления об атомной сегрегации игнорируются.

Возник вопрос: можно ли вызвать *K*-состояние в сплаве, в котором заведомо исключена возможность упорядочения? Для ответа на этот вопрос был взят [6] инвар (36% Ni + 64% Fe) — сплав, в котором электросопротивление, твердость и другие свойства не меняются при закалке, отпуске и других термообработках. Он состоит из кристаллов неупорядочивающегося твердого раствора и вполне инертен. Но если в нем растворить ниобий или молибден, то в нем появляются все те же эффекты, что в нихроме и в молибденовом пермаллое: при отпуске растут твердость, электросопротивление, прочность, уменьшается удельный объем, температурный коэффициент модуля Юнга и т. д.; сплав становится очень чувствительным к термообработке. При этом все изменения свойств растут с содержанием, например, молибдена, начиная уже с концентрации 0,5%.

На рис. 11 и 12 дана зависимость электросопротивления от температур отпуска при содержании 1 и 8% Mo.

Мало вероятно, чтобы введение молибдена или ниобия вызвало упоря дочение в инваре и чтобы при этом упорядоченность возрастала вмест с содержанием легирующего компонента.

По-видимому, *K*-состояние — это особое состояние твердого раствора атомную природу которого нужно выяснить. Оно обнаруживается большом числе других сплавов: Fe-Al, Cu-Ni, Cu-Ni-Zn, Fe-Ni-Cr, Cu-Ni-M и т. д. Как правило, эти сплавы содержат переходные металлы. Они могут

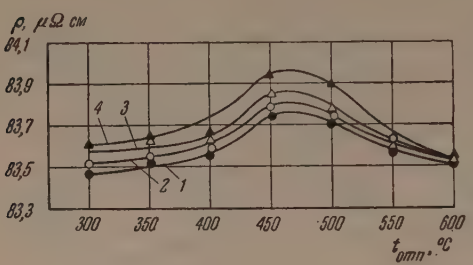


Рис. 11

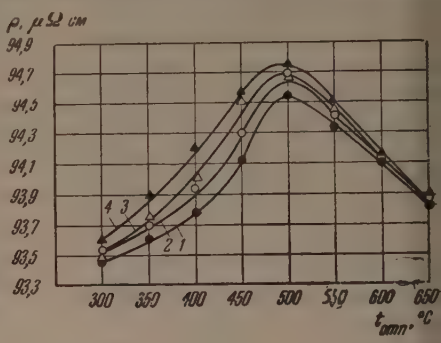


Рис. 12

Рис. 11. Зависимость удельного электросопротивления сплава 36% Ni + 1% Mo + остальное Fe от температуры отпуска различной продолжительности: *1* — 1 ча *2* — 2 час, *3* — 4 час, *4* — 10 час

Рис. 12. То же, что на рис. 11, но для сплава 36% Ni + 8% Mo + остальное Fe

быть ферромагнитными. Тип пространственной решетки не имеет знач ния. *K*-состояние можно вызвать в упорядочивающихся сплавах, а так в сплавах с неупорядоченной решеткой при всех температурах, если легировать переходными металлами, не превышая предела растворимост

Особое внимание надо обратить на то обстоятельство, что аномальны эффект электросопротивления получается тогда, когда при легировани двойного сплава он концентрационно разупорядочивается.

Термодинамика и причины возникновения *K*-состояния не изучались

В заключение необходимо сформулировать отличительные признак *K*-состояния или «внутрифазовой гетерогенизации».

1. Кинетика образования *K*-состояния показывает, что оно устана ливается путем диффузии, как и упорядочение или обычное старени

2. Процесс идет внутри твердого раствора без выделения второй фа с решеткой, отличной от решетки исходного раствора. Этим проце *K*-состояния напоминает собой упорядочение.

3. Образование или исчезновение *K*-состояния сопровождается, к и при других фазовых превращениях, поглощением и выделением тепл объемным эффектом, изменением твердости, прочности, упругих и друг свойств.

4. Электросопротивление изменяется противоположно изменен этого свойства при упорядочении. При образовании *K*-состояния (при жиге или отпуске) сопротивление растет, а при его исчезновении п закалке или наклепе (после отжига или отпуска) оно падает.

5. Введение третьего компонента в бинарный сплав, склонный к у рядочению (например Ni_3Fe), сначала устраняет упорядочение, а при у личении концентрации третьего компонента вызывает и, с ростом этой к центрации, усиливает *K*-состояние, что обнаруживается по изменен всех физических свойств сплава. Если же сплав не склонен к упоря чению (например 64% Fe+36% Ni), то введение третьего компонента вы

* См. Примечание по корректуре.

кает K-состояние и усиливает его с увеличением степени легированности ретьим компонентом. В обоих случаях значительное усиление K-состояния получается при введении всего лишь нескольких атомных процентов третье-о компонента. Этим K-состояние существенно отличается от обычного упорядочения, при котором введение третьего компонента может только ослабить эффект упорядочения путем концентрационного разупорядоче-ия.

При изучении ферромагнитных однофазных сплавов во многих случаях ействие термической обработки нужно будет рассматривать в связи с бразованием K-состояния при низкой температуре и его переходом к татистически однородному твердому раствору при высоких температурах. Этот переход совершается с ростом температуры постепенно, как при фазо-ых превращениях II рода.

Московский институт стали
им. И. В. Сталина

Цитированная литература

. Thomas H., ZS. Physik, **129**, 219 (1951).
. Taylor A., Hinton G., J. Inst. Met., **19**, 169 (1952).
. Бозорт Р., Ферромагнетизм.— ИЛ, М., 1956.
. Лившиц Б. Г., Равдель М. П., ДАН СССР, **93**, 6 (1953).
. Дехтяр М. В., ФММ, **3**, 55 (1956).
. Иванушкина А. З., Диссертация.— МИС им. Сталина, 1956.

Примечание при корректуре

Появившиеся после Совещания новые работы автора показывают, что K-состояние водится к образованию зон типа Гинье—Престона в однофазных сплавах. Этот опрос, однако, ждет еще своего разрешения при помощи структурных методов.

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

Т. XXI, № 9 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 195

Б. Г. ЛИВШИЦ и В. С. ЛЬВОВ

СТРОЕНИЕ Fe-Ni-Al-СПЛАВОВ В ИХ ВЫСОКОКОЭРЦИТИВНОМ СОСТОЯНИИ

(*Краткое содержание доклада*)

Состав большинства высококоэрцитивных сплавов на диаграмме фазо вого равновесия лежит в двухфазной области. Такой сплав в стабильно состоянии представляет собой конгломерат из двух родов кристалло как содержащих подавляющее количество железа и имеющих простра ственную решетку α-железа, так и представляющих собой химическо соединение NiAl, содержащее небольшое количество железа, имеюще такую же решетку, как и α-железо, но с очень незначительным отличие периода решетки.

Высокотемпературная фаза—твердый раствор Fe-Ni-Al—имеет таку же пространственную решетку, вследствие чего распад ее на Fe-фазу NiAl-фазу (как при отжиге, так и при старении) приводит к когерентно связи между структурными составляющими независимо от степени и дисперсности (измельчения).

Для рассматриваемых сплавов, имеющих практическое значение, хара терно аномальное старение. Аномалия заключается в том, что наибольша коэрцитивная сила получается не после обычной закалки с отпуском, в результате непрерывного охлаждения от высокой температуры (из одн фазного состояния) с критической скоростью. Непрерывное охлажден может быть заменено, почти с таким же эффектом, выдерживанием пер охлажденного высокотемпературного твердого раствора при двух темп ратурах: сначала при 800—850°, а затем при 650—700°. При этих темп ратурах идет двухступенчатый распад на две фазы—на Fe-фазу и NiA фазу, причем первая из них последовательно обедняется никелем и ал минием, а вторая — железом. Распад на две фазы при 800—850° доказ вается при помощи микроскопа, дораспад при 650—700° — фазовым ан лизом (химическим и рентгеновским) изолированной NiAl-фазы, электр химически извлеченной из сплава после различных термообработо О распаде свидетельствуют также измерения электрических, магнитных других свойств монолитных образцов и измерения намагниченности из лированной NiAl-фазы. Если эту последнюю подвергать нагреву, то в н также идет процесс старения, заключающийся в выделении железа сопровождающийся повышением коэрцитивной силы до 160 Oe.

В рамках однодоменной теории кажется правдоподобным предпол жение, что максимальный рост коэрцитивной силы обусловлен повышени изолированности частиц α-железа при дораспаде фаз, получившихся п первоначальном распаде переохлажденного твердого раствора. Все е остается неясным, почему закалка с отпуском дает вдвое меньшую ко цитивную силу. Надо надеяться, что исследование напряжений, возн кающих при фазовых превращениях, позволит решить и эту задач Проведенная работа указывает на то, что напряжения, появившиеся п распаде при 800—850°, влияют на дораспад при 650—700°.

Основное содержание доклада опубликовано в ФММ, 1, 455 (195 и более подробно в Сборнике трудов МИС, 33, стр. 75, 1955.

Московский институт стали
им. И. В. Сталина

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

XXI, № 9 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1957

Б. Г. ЛИВШИЦ и Б. В. МОЛОТИЛОВ

МАГНИТНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ УПОРЯДОЧЕНИЯ СПЛАВОВ НА ОСНОВЕ Ni_3Mn

Целью настоящей работы было выяснение влияния Mo на процесс упорядочения сплава Ni_3Mn. Ранее было показано (Асмус и Пфейфер, Лившиц и Равдель), что при введении Mo в Ni_3Fe сначала понижается способность сплава к упорядочению, а при увеличении концентрации этого элемента упорядочение заменяется другим процессом, приводящим, как было предположено, к неоднородному твердому раствору (K-состояние, по терминологии Томаса).

Для исследования в настоящей работе были выбраны сплавы состава Ni_3Mn без молибдена и содержащие Mo до 4%. Предварительно путем измерения электросопротивления была изучена кинетика фазового превращения при различных температурах, а затем подробно этот процесс изучался термомагнитным методом на анизометре Акулова. Кроме того, изучались другие свойства и структура сплавов.

Исследование образцов Ni_3Mn на различных стадиях упорядочения показало, что процесс идет по механизму образования и роста зародышей упорядоченной фазы с постепенным исчезновением неупорядоченного раствора.

Введение молибдена в Ni_3Mn замедляет упорядочение и понижает степень возможной упорядоченности. Это понижение не пропорционально разбавлению Ni_3Mn молибденом. По-видимому, понижение предельной упорядоченности является следствием не только искажения стехиометрического состава, но и более фундаментального изменения характера межатомной связи.

При введении молибдена по крайней мере до 4,1% сохраняется способность твердого раствора к упорядочению и переход к неоднородному твердому раствору (K-состоянию) не имеет места. Кинетика упорядочения сплавов Ni_3Mn, легированных и не легированных молибденом, одинакова.

Основное содержание доклада опубликовано в соавторстве с Н. Н. Мюллер и Н. А. Савостьяновой в ФММ, 3, 477 (1956 г).

Московский институт стали
им. И. В. Сталина

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

Т. XXI, № 9 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 195

В. Е. РОДЕ

КИНЕТИКА СВЕРХСТРУКТУРНЫХ ПРЕВРАЩЕНИЙ СПЛАВА Fe_3A

Изучение процессов упорядочения в сплавах представляет большой интерес как с точки зрения выяснения природы происходящих в металлах и сплавах процессов, так и с точки зрения получения материала с теми или иными физическими свойствами. Как известно, упорядочение может значительно менять физические свойства сплава. При упорядочении многие сплавы резко меняют электросопротивление, твердость, сопротивление разрыву, модуль Юнга и т. д. Сплав Ni_3Mn становится при упорядочении ферромагнитным.

В настоящее время имеется большое число работ, посвященных упорядочению в сплавах, но они, как правило, не рассматривают процесс упорядочения в сплаве последовательно во времени и температуре, а интересуются лишь конечным результатом изменения того или другого физического параметра в результате упорядочения. Те же работы, которые изучают кинетику упорядочения, ограничиваются либо исследованием изменения одного физического параметра сплава, либо определением степени порядка в сплаве в зависимости от различных режимов термообработки, не сопоставляя при этом изменения физических свойств сплава со степенью упорядочения в сплаве. Сравнение первых работ со вторыми, как правило, затруднительно из-за разных режимов обработки сплавов.

Целью нашей работы было исследование изменения различных физических параметров сплава Fe_3Al в процессе упорядочения и параллельно — определение степени упорядочения сплава по интенсивности сверхструктурных линий на рентгенограммах сплава.

При изучении кинетики упорядочения сплава Fe_3Al необходимо было определить точку Курнакова для сплава данного состава. Для определения точки Курнакова этого сплава, а также сплавов с избытком железа и алюминия были получены температурные зависимости теплоемкости C_p, электросопротивления ρ, намагниченности насыщения J_s и коэффициента линейного расширения α. Кривые температурной зависимости теплоемкости имели два максимума, из которых один соответствовал точке Курнакова, другой — точке Кюри. О том, который из этих двух максимумов соответствовал точке Кюри и какой точке Курнакова, можно было судить по кривым зависимости намагниченности насыщения сплава от температуры. Максимумы на кривых зависимости температурного коэффициента электросопротивления и коэффициента линейного расширения от температуры в точности соответствовали максимуму на кривой теплоемкости, соответствующей точке Курнакова.

Изучение кинетики упорядочения сплава Fe_3Al было произведено на следующих параметрах: 1) электросопротивление, 2) намагниченности насыщения, 3) коэрцитивная сила, 4) эффективная константа анизотропии 5) параметр решетки.

Для изучения изменения электросопротивления сплава, содержащего 13,9% алюминия, были выплавлены в высокочастотной печи образцы ϕ 2 мм и длиной 10 см. После плавки образцы отжигались в вакууме при температурах 800, 700 и 600° в течение нескольких часов и производилась закалка образцов в воду, после чего на потенциометрической установке измерялось их сопротивление.

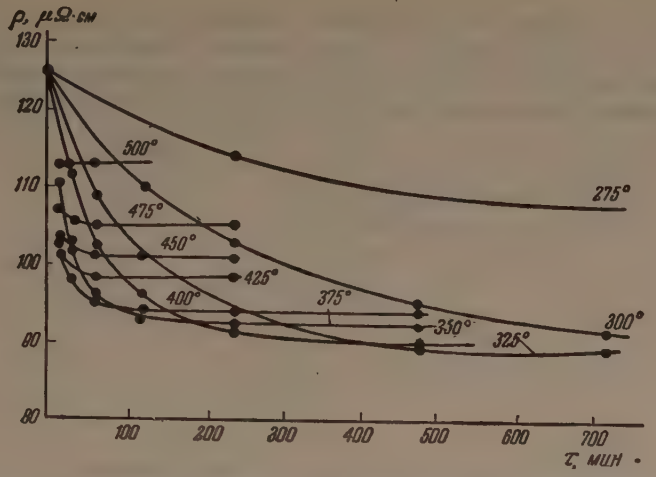


Рис. 1. Зависимость удельного электросопротивления сплава Fe_3Al от длительности отжига при разных температурах отжига

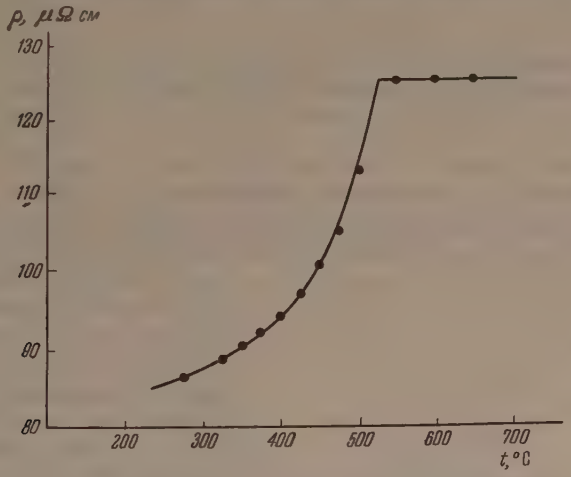


Рис. 2. Зависимость равновесных значений электросопротивления сплава Fe_3Al от температуры отжига

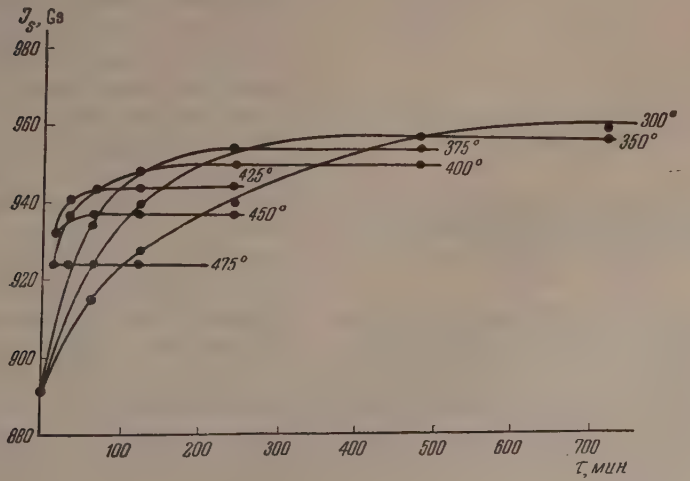


Рис. 3. Зависимость намагниченности насыщения сплава Fe_3Al от длительности отжига при разных температурах отжига

Величина сопротивления образцов в результате этих отжигов практически оставалась постоянной. Рассчитанное удельное сопротивление, равное 125 μΩ см, было принято нами за удельное сопротивление сплава в упорядоченном состоянии. Для изучения зависимости омического со-

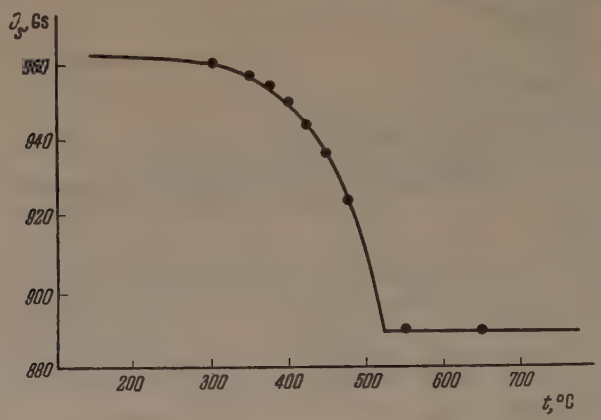


Рис. 4. Зависимость равновесных значений намагниченности насыщения сплава Fe_3Al от температуры отжига

противления от времени и температуры отжига образец, находящийся в неупорядоченном состоянии, помещали в печь, температура которой была ниже точки Курнакова. Образец отжигался в течение определенного времени, после чего закаливался в воду, и измерялось его сопротивление. Затем образец опять помещали в печь, имеющую ту же температуру, время отжига удваивалось и опять производились закалка в воду и измерение электросопротивления. Эта операция повторялась до тех пор, пока сопротивление не переставало меняться. Конечное значение электросопротивления, получающееся в результате таких отжигов, было принято за равновесное значение сопротивления для данной температуры отжига. Затем образец отжигался при температуре выше точки Курнакова (650°) в течение 1 час и закалялся в воду, чем достигалось неупорядоченное состояние, которое контролировалось измерением электросопротивления. Неупорядоченный образец снова подвергался аналогичным отжигам при следующей интересующей нас температуре.

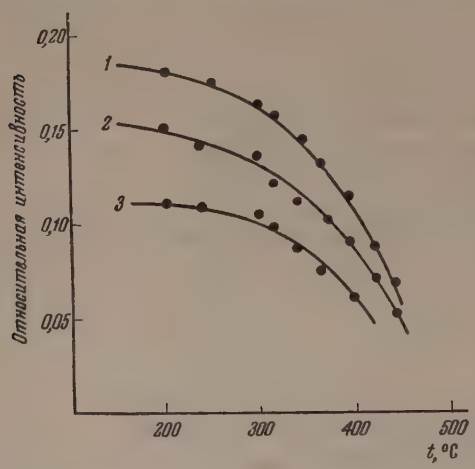


Рис. 5. Зависимость относительных интенсивностей сверхструктурных линий на рентгенограмме сплава Fe_3Al от температуры отжига сплава:

$$1-\frac{I(200)_\alpha}{I(220)_\beta},\ 2-\frac{I(111)_\alpha}{I(220)_\beta},\ 3-\frac{I(311)_\alpha}{I(220)_\beta}$$

Результаты этих измерений представлены на рис. 1. На полученных кривых были взяты равновесные значения сопротивления для каждой температуры отжига и была построена зависимость этих значений сопротивления как функции температуры отжига. Полученные результаты представлены на рис. 2. Как видно из этого рисунка, омическое сопротивление

монотонно убывает с понижением температуры отжига, а следовательно, и с упорядочением.

Параллельно с измерениями омического сопротивления на баллистической установке производились измерения намагниченности насыщения σ_s нашего сплава в полях до 1100—1200 Ое. Полученные результаты представлены на рис. 3 и 4. Из этих кривых видно, что намагниченность насыщения монотонно возрастает с понижением температуры отжига: сначала резко, а затем стремится к постоянному значению.

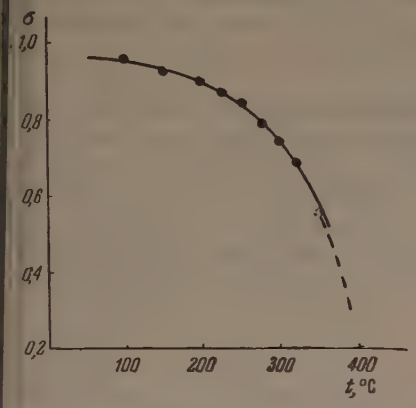


Рис. 6. Зависимость степени упорядочения от температуры отжига сплава Fe_3Al

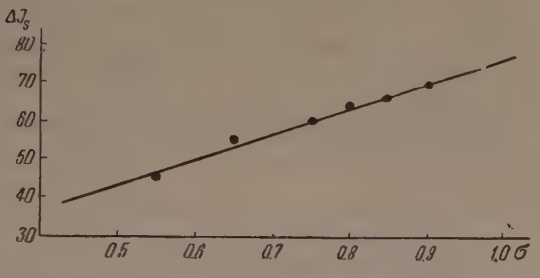


Рис. 7. Зависимость изменения намагниченности насыщения сплава Fe_3Al от степени упорядочения

Из кривых зависимости электросопротивления и намагниченности насыщения от длительности отжига при различных температурах были определены времена релаксации для различных температур и рассчитана энергия активации для сплава Fe_3Al, равная 29,5 ккал моль$^{-1}$.

Выше мы описали исследование зависимости параметров (электросопротивления, намагниченности насыщения) от различных температур отжига. При достижении равновесных значений можно было однозначно судить об изменении того или другого параметра от этой температуры. Теоретические работы Акулова [1, 2], определяющие зависимость намагниченности насыщения от степени упорядочения σ, и теоретические расчеты Рыжанова [3] и Смирнова [4], показывающие, как удельное сопротивление сплава должно зависеть от степени порядка, дают возможность связать эти параметры со степенью упорядочения. Мерой степени порядка может служить интенсивность сверхструктурных линий, которые появляются при съемке рентгенограмм упорядоченных сплавов.

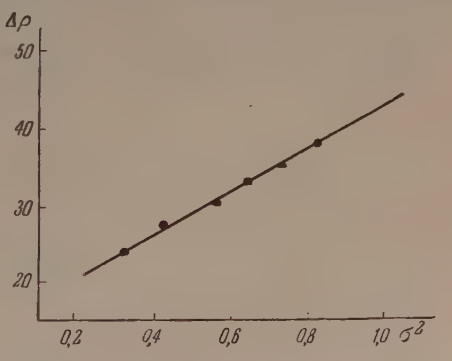


Рис. 8. Зависимость приращения электросопротивления сплава Fe_3Al от квадрата степени упорядочения

С этой целью нами было предпринято измерение интенсивности сверхструктурных линий $(111)_\alpha$, $(200)_\alpha$ и $(311)_\alpha$. Ввиду того, что у нас не было возможности прямо измерять интенсивность рентгеновых лучей, отраженных под разными углами, мы были вынуждены судить об интенсивности сверхструктурных линий по отношению почернений определенных рентгеновских линий на рентгенограмме. В качестве эталона была взята линия $(220)_\beta$ ввиду того, что она больше других подходит по своей интенсивности к интенсивности сверхструктурных линий и расположена рядом с ними.

Микрофотометрирование всех рентгенограмм производилось на прецизионном микрофотометре Молле типа А, который особенно удобен тем, что он наносит на фотобумагу сетку, значительно облегчающую подсчет интенсивности почернения. По этим микрофотограммам рассчитывалась относительная интенсивность сверхструктурных линий $(111)_\alpha$, $(200)_\alpha$ и $(311)_\alpha$ в зависимости от температуры отжига (рис. 5). По этим данным рассчитывалась степень упорядочения сплава для различных температур отжига, которая пропорциональна квадратному корню из отношения интенсивности сверхструктурной линии. Результаты представлены на рис. 6.

Полученные результаты дают возможность произвести сопоставление изменения свойств сплава со степенью упорядочения. При сопоставлении изменения параметра решетки, намагниченности насыщения и электросопротивления сплава со степенью упорядочения найдены следующие зависимости: 1) линейная зависимость намагниченности насыщения от степени упорядочения: $\Delta J_s \sim \sigma$ (рис. 7), и 2) линейная зависимость электросопротивления от квадрата степени упорядочения $\Delta\rho \sim \sigma^2$ (рис. 8).

Физический факультет
Московского гос. университета
им. М. В. Ломоносова

Цитированная литература

1. Акулов Н. С., ДАН СССР, 66, 361 (1949).
2. Акулов Н. С., ДАН СССР, 82, 221 (1952).
3. Рыжанов С, ЖЭТФ, 9,4 (1939).
4. Смирнов А. А., ЖЭТФ, 17, 743 (1947).

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

Т. XXI, № 9 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1957

В. И. ИВАНОВСКИЙ

О МАГНИТНЫХ СВОЙСТВАХ УПОРЯДОЧИВАЮЩЕГОСЯ СПЛАВА Fe_3Al

(*Краткое содержание доклада* *)

В докладе излагаются экспериментальные результаты температурных исследований магнитных свойств сплава Fe_3Al.

Измерения зависимости коэрцитивной силы H_c от температуры выявили аномальный ход этой кривой: при комнатных температурах H_c всегда меньше 1 Oe; при увеличении температуры H_c сначала уменьшается до значения 0,3 Oe при 400°, затем резко возрастает, достигая значения 200 Oe при $t = 520°$, что примерно соответствует точке Курнакова. Измерения температурной зависимости магнетокалорического эффекта этого сплава выявили наличие второго максимума в области температур, где наблюдаются высокие значения H_c.

Состояние с высокой коэрцитивной силой наблюдалось только в определенном интервале температур — от 400° до точки Кюри, равной 590°. Были проведены также измерения кинетики роста коэрцитивной силы непосредственно при температуре упорядочения. Аномальный вид имела также зависимость начальной восприимчивости от температуры. Выяснено, что при температуре упорядочения восприимчивость резко уменьшается с временем, однако если выдержку при этих температурах проводить в присутствии магнитного поля, то уменьшения восприимчивости не наблюдается. При температуре упорядочения у сплава Fe_3Al обнаружена сверхвязкость.

Физический факультет
Московского гос. университета
им. М. В. Ломоносова

---

* Подробнее см.: Ивановский В. И., Диссертация. — Физ. фак. МГУ, 1952; ФММ, 4, 70 (1957); 245 (1957); а также Ивановский В. И., Денисов П. П., ФММ, 4, 550 (1957).

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

Т. XXI, № 9 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1957

Я. С. ШУР и И. Е. СТАРЦЕВА

ОСТАТОЧНАЯ НАМАГНИЧЕННОСТЬ НИКЕЛЯ И ЕЕ УСТОЙЧИВОСТЬ

До настоящего времени еще недостаточно изучен вопрос о причинах, приводящих ферромагнетик в остаточно намагниченное состояние, а также определяющих устойчивость этого состояния. Достигнутые в последние годы успехи в изучении магнитной структуры ферромагнетиков позволяют по-новому подойти к решению этих вопросов. Для этого прежде всего необходимо детально изучить влияние кристаллической структуры ферромагнетика на величину остаточной намагниченности и на ее устойчивость. Следует отметить, что таких специальных исследований, насколько нам известно, до настоящего времени не проводилось.

Данная работа посвящена изучению влияния различных видов предварительных обработок никеля, изменяющих его кристаллическую структуру, на величину остаточной намагниченности и на ее устойчивость против переменных магнитных полей, температурных колебаний и механических вибраций.

Исследуемые образцы и методика измерений

Измерения проводились на образцах тороидальной формы, набранных из колец толщиной 0,1 мм, с внешним ϕ 40 мм и внутренним — 28 мм. Для создания в материале различной кристаллической структуры исследуемые образцы проходили следующие виды обработки: отжиг холоднокатаного материала при различных температурах в вакууме или на воздухе (последний будем называть оксидирующим отжигом); пластическую деформацию путем растяжения или сжатия материала, предварительно прошедшего рекристаллизующий отжиг в вакууме или на воздухе.

Магнитные свойства образцов измерялись баллистическим методом. Намагничивание образцов производилось циркулярным магнитным полем. При изучении устойчивости остаточно намагниченного состояния образцов применялось три вида размагничивающих воздействий: циркулярные переменные магнитные поля с частотой 50 Hz и амплитудой, плавно убывающей до нуля; механические вибрации с частотой 50 периодов в 1 сек и амплитудой 0,8 мм; температурные колебания в интервале температур $+20 \div -195°$.

Результаты измерений

Применение перечисленных типов обработок никеля позволило получить несколько серий образцов, имеющих различную кристаллическую структуру и разные величины остаточной намагниченности J_r и коэрцитивной силы H_c.

Основные результаты измерений представлены на рис. 1—4. На рис. 1 приведена кривая, показывающая изменение остаточной намагниченности при изменении совершенства кристаллической решетки никеля в результате отжига холоднокатаных образцов в вакууме. В качестве характеристики степени совершенства кристаллической решетки материала взята величина коэрцитивной силы. Из хода этой кривой видно, что при восстановлении совершенства кристаллической решетки, предварительно искажен-

ной в процессе холодной прокатки, наряду с уменьшением коэрцитивной силы образцов никеля наблюдается уменьшение остаточной намагниченности.

На рис. 2 представлены кривые, показывающие зависимость остаточной намагниченности и коэрцитивной силы от температуры оксидирующего отжига образцов холоднокатаного никеля. Из кривых рисунка видно, что с повышением температуры отжига до 750° величина коэрцитивной силы падает, а при дальнейшем увеличении температуры — возрастает. Величина остаточной намагниченности с ростом температуры монотонно уменьшается: после оксидирующего отжига при температуре 940° оста-

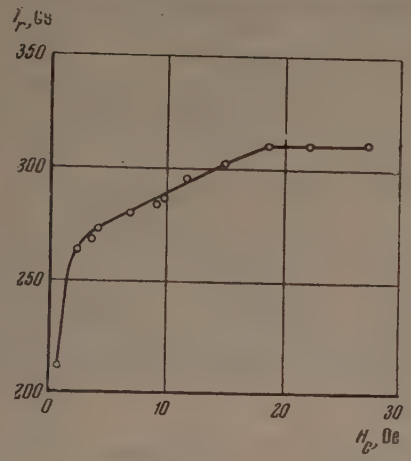


Рис. 1

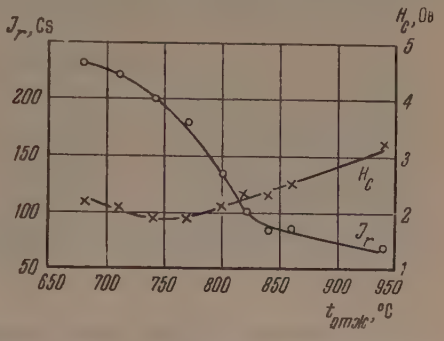


Рис. 2

Рис. 1. Остаточная намагниченность никелевых образцов, прошедших отжиг при различных температурах в вакууме и имеющих различную коэрцитивную силу

Рис. 2. Зависимость остаточной намагниченности и коэрцитивной силы никелевых образцов от температуры оксидирующего отжига (выдержка при каждой температуре 15 мин)

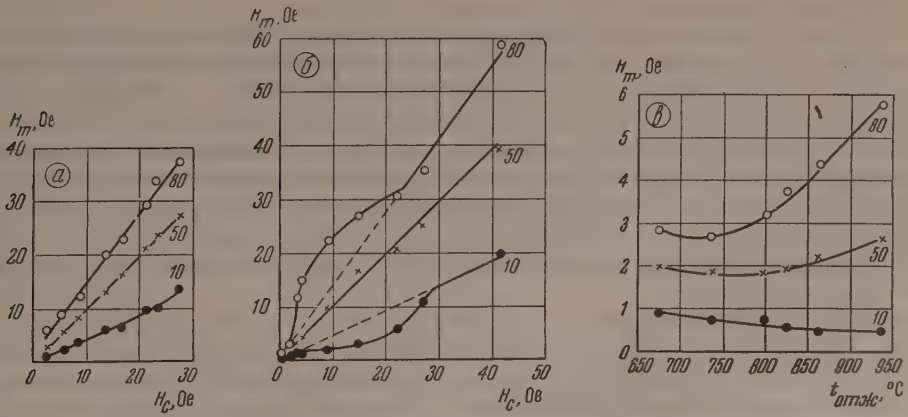


Рис. 3. Влияние предварительной обработки никеля на устойчивость остаточной намагниченности против переменных магнитных полей: *а* — образцы, изготовленные из ленты, пластически деформированной путем растяжения, *б*—образцы, отожженные в вакууме, *в*—образцы, прошедшие оксидирующий отжиг. По оси ординат отложена максимальная амплитуда переменного поля, размагничивающего образцы на указанное около кривых число процентов

точная намагниченность образца составляет около 13% от намагниченности насыщения.

Под действием пластической деформации резко изменяются магнитные свойства оксидированных образцов. Это изменение свойств зависит

от степени окисления никеля. Деформация сильно окисленного образца увеличивает в несколько раз как величину его коэрцитивной силы, так и остаточную намагниченность. Такая же деформация слабо окисленного образца приводит к резкому возрастанию коэрцитивной силы, но слабо изменяет величину остаточной намагниченности.

Охлаждение никелевых образцов до температуры жидкого азота тоже изменяет их магнитные свойства, причем по-разному, в зависимости от исходной кристаллической структуры. Так, при охлаждении резко увеличиваются J_r и H_c образцов, прошедших рекристаллизующий отжиг в

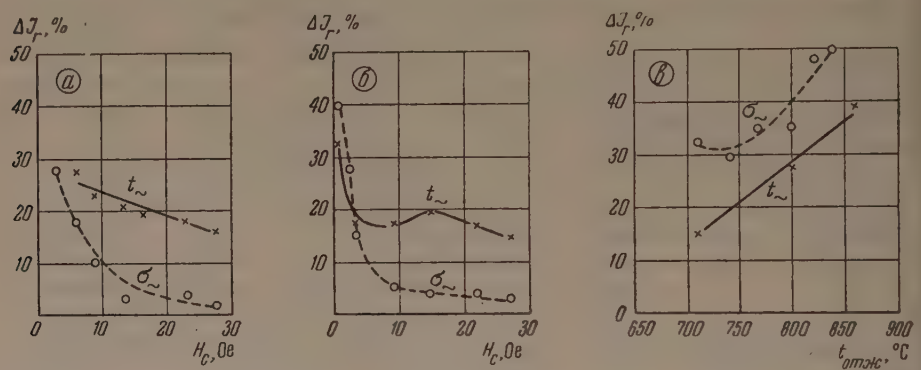


Рис. 4. Влияние предварительной обработки никеля на устойчивость остаточной намагниченности против температурных колебаний (сплошные кривые) и механических вибраций (пунктирные кривые) для тех же образцов, что на рис. 3

вакууме или на воздухе (H_c — в 2,5 раза, J_r — в 1,5 раза). Пластически деформированные образцы, у которых при комнатной температуре H_c равна примерно 30 Ое, при охлаждении почти не претерпевают изменения коэрцитивной силы; остаточная намагниченность этих образцов при охлаждении увеличивается примерно на 20%.

На рис. 3 представлены результаты измерений, иллюстрирующие устойчивость J_r различных образцов против переменных магнитных полей. Рис. 3, *а*, *б* и *в* относятся соответственно к образцам, прошедшим: предварительный отжиг в вакууме и пластическую деформацию путем растяжения; холодную прокатку и отжиг в вакууме при различных температурах (разная степень рекристаллизации); холодную прокатку и оксидирующий отжиг. Здесь по оси абсцисс отложена величина H_c (рис. 3, *а* и *б*) или температура отжига (рис. 3, *в*), а по оси ординат — максимальная амплитуда переменного магнитного поля H_m, размагничивающего образцы на 10, 50 и 80 %.

Результаты измерений, представленные на рис. 4, показывают влияние обработки образцов на устойчивость их остаточной намагниченности против температурных колебаний (сплошные кривые) и против механических вибраций (пунктирные кривые). Данные, приведенные на рис. 4, *а*, *б* и *в*, получены соответственно на тех же образцах, что и приведенные на рис. 3, *а*, *б* и *в*. На рис. 4 по оси ординат откладывается величина относительного изменения остаточной намагниченности $\Delta J_r/J_r$ образцов, происходящего под влиянием указанных размагничивающих воздействий.

Из хода кривых рис. 3, *а* и 4, *а* видно, что у образцов, пластически деформированных путем растяжения, устойчивость J_r против любых размагничивающих воздействий увеличивается с ростом их коэрцитивной силы. А именно, с ростом H_c требуются бóльшие H_m для разрушения J_r на 10, 50 и 80 % и уменьшается относительное изменение J_r под действием температурных колебаний и механических вибраций. Такое же повышение устойчивости J_r с увеличением H_c наблюдается на образцах

прошедших отжиги в вакууме, у которых $H_c < 3$ или $H_c > 15$ Oe (рис. 3, *б* и 4, *б*). У частично рекристаллизованных образцов ($3 < H_c < 15$ Oe) имеет место отклонение от этой закономерности. Так, из рис. 3, *б* видно, что разрушение остаточной намагниченности на 10 % у образцов с $H_c \sim 3$ Oe и $H_c \sim 16$ Oe, осуществляется переменными полями с близкими значениями максимальной амплитуды. Еще более резко заметно нарушение указанной закономерности при разрушении J_r частично рекристаллизованных образцов температурными колебаниями (рис. 4, *б*). Устойчивость остаточной намагниченности образцов, прошедших оксидирующий отжиг, против слабых переменных полей (нижняя кривая рис. 3, *в*), а также против температурных колебаний и механических вибраций (рис. 4, *в*) падает с увеличением температуры отжига, хотя, как было отмечено ранее, коэрцитивная сила при этом возрастает.

Анализ полученных результатов

Если считать, что в остаточно намагниченном состоянии векторы намагниченности отдельных кристаллитов нетекстурованного поликристалла располагаются в направлениях легкого намагничивания, ближайших к направлению действовавшего на образец поля (т. е. если учитывать только процессы вращения), то относительная величина остаточной намагниченности трех- или четырехосного материала, определяемая по формуле:

$$\frac{J_r}{J_s} = \frac{\int_0^{2\pi}\int_0^{\pi/2} \cos\theta \sin\theta \, d\theta \, d\varphi}{\int_0^{2\pi}\int_0^{\pi/2} \sin\theta \, d\theta \, d\varphi} \qquad (1)$$

(где J_s^3 — намагниченность насыщения, θ — угол между направлением действовавшего на образец поля и направлением намагниченности в кристаллите, φ — азимутальный угол) должна равняться примерно 0,8 J_s, а у одноосного материала — 0,5 J_s. Однако на опыте такие высокие значения остаточной намагниченности обычно не достигаются [1]. Это снижение величины J_r в реальных материалах можно объяснить на основе современных представлений о магнитной структуре ферромагнетиков. Укажем на следующие возможные причины снижения J_r:

1) возникновение замыкающих областей около мест образования относительно больших магнитных зарядов (у границ зерен, около поверхности образца, около посторонних включений, в местах неоднородности напряжений и т. п.) и возникновения областей с обратной намагниченностью [2];

2) отклонение элементарных магнитных моментов от легкого направления намагничивания под влиянием полей рассеяния, создаваемых магнитными зарядами около дефектов с малым радиусом;

3) появление в отдельных участках материала под действием внутренних остаточных напряжений преимущественных направлений легчайшего намагничивания, что вызывает превращение материала в этих участках из магнитно-многоосного в магнитно-одноосный.

Исходя из этих представлений об особенностях магнитной структуры остаточно намагниченного мягкого ферромагнетика, можно понять, чем обусловлено действие предварительной обработки материала на величину J_r и ее устойчивость. Уменьшение величины J_r по мере снижения коэрцитивной силы отожженных в вакууме образцов (рис. 1) вызывается, очевидно, в основном действием первой причины снижения J_r. При комнатной температуре никель имеет низкую константу магнитной кристаллографической анизотропии, а в рекристаллизованных участках и малые

внутренние остаточные напряжения, следовательно, в таких участках мала плотность граничной энергии

$$\gamma \sim \sqrt{aK + b\lambda_s \sigma_i}$$

(здесь K — константа магнитной кристаллографической анизотропии, λ_s — магнитострикция насыщения, σ_i — амплитуда внутренних остаточных напряжений, a и b — постоянные) [3]. Поэтому в рекристаллизованных участках образца около разного рода дефектов могут возникать замыкающие области и области с обратной намагниченностью. Чем больше в образце рекристаллизованных участков, тем больший относительный объем занимают эти области и, следовательно, тем ниже должна быть величина его J_r. Этой же причиной, очевидно, обусловлено снижение J_r образцов с увеличением температуры оксидирующего отжига (рис. 2). При отжиге холоднокатаного никеля на воздухе одновременно с рекристаллизацией идет процесс окисления материала. При этом оксидная пленка (вследствие межкристаллитной диффузии кислорода) образует по границам зерен пластинчатые неферромагнитные включения. Для уменьшения магнитостатической энергии зарядов, появляющихся на включениях окисла, около них возникают замыкающие и обратные области. Повышение температуры отжига приводит к увеличению площади и утолщению немагнитных включений окисла, что, в свою очередь, вызывает увеличение объема, занимаемого замыкающими и обратными областями. Последнее приводит к снижению остаточной намагниченности. Повышение внутренних остаточных напряжений при пластической деформации сильно окисленных образцов или повышение константы магнитной кристаллографической анизотропии путем охлаждения никеля [3] приводит к резкому увеличению плотности граничной энергии. Вследствие этого уменьшается объем, занимаемый замыкающими и обратными областями, что и вызывает увеличение J_r образцов. Слабое изменение величины J_r при охлаждении образцов, имеющих при комнатной температуре $H_c \sim 30$ Ое, показывает, что роль замыкающих областей в таком материале невелика. Снижение величины J_r в этом случае по сравнению с теоретически ожидаемым значением обусловлено, очевидно, в основном действием второй и третьей из рассмотренных выше причин.

Остаточно намагниченное состояние является метастабильным, поэтому всякое воздействие, влияющее на магнитную структуру ферромагнетика, вызывает уменьшение остаточной намагниченности. Как указывалось ранее, в магнитно-мягком поликристаллическом материале, находящемся в состоянии остаточной намагниченности, всегда имеются замыкающие области, намагниченность которых ориентирована антипараллельно намагниченности основных областей. Некоторые из этих замыкающих областей являются зародышами перемагничивания. Из этих зародышей возникают области обратной намагниченности. Устойчивость остаточной намагниченности образца определяется трудностями роста зародышей перемагничивания и препятствиями смещению границ между основными и обратными областями. Поэтому устойчивость J_r образца должна возрастать с увеличением средней плотности граничной энергии и повышением градиентов внутренних остаточных напряжений. Это в частности имеет место в случае образцов, подвергнутых пластической деформации путем растяжения (рис. 3, *а* и 4, *а*). Отсутствие прямой связи между устойчивостью остаточной намагниченности и величиной коэрцитивной силы частично рекристаллизованных (рис. 3, *б* и 4, *б*) и оксидированных (рис. 3, *в* и 4, *в*) образцов обусловлено особенностями их кристаллической структуры (неоднородная рекристаллизация и неравномерное окисление).

Выводы

1. Изложенные результаты показывают, что в образцах никеля (даже ...етекстурованных) величина остаточной намагниченности может изме...яться в широких пределах под действием различных обработок материа...а, влияющих на его кристаллическую структуру.

2. Устойчивость остаточной намагниченности против различных видов ...азмагничивающих воздействий также зависит от кристаллической струк...уры материала, причем эта устойчивость не всегда связана с величиной ...оэрцитивной силы. Образцы, прошедшие различные обработки и имеющие ...динаковые значения коэрцитивной силы, могут обладать резко различ...ной устойчивостью остаточной намагниченности.

3. Установленные закономерности качественно объясняются на основе ...овременных представлений о магнитной структуре мягких магнитных ...атериалов и ее изменении под влиянием различных воздействий на ферро...агнетик.

Институт физики металлов
УФАН СССР

Цитированная литература

. Bozorth R. M., Ferromagnetism, 502, —D. Van Nostrand Company, New York, 1951. (Русский перевод, см. Бозорт Р., Ферромагнетизм.—ИЛ, М., 1956).
. Шур Я. С., Абельс В. Р., ФММ, **1**, 5, 11 (1955); ДАН СССР, **105**, 469(1955).
. Вонсовский С. В., Шур Я. С., Ферромагнетизм, стр. 282, 333.—Гостехиздат, М.—Л., 1948.

Заказ 2036

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

Т. XXI, № 9 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 195

К. ВОТРУБА

ВЛИЯНИЕ ПЛАСТИЧЕСКОЙ ДЕФОРМАЦИИ НА ЭФФЕКТ БАРКГАУЗЕНА

Для количественного исследования эффекта Баркгаузена сейчас используют три возможности: 1) получают изображение эффекта Баркгаузена на катодном осциллографе по Тиндаллу [1] и Савада [2], 2) применяют статистический метод, используемый Бозортом [3, 4], Ферстером и Ветцелем [5], Цомакионом и Ивлевым [6], 3) применяют прямой метод Буша [7], Теббла [8], Крантца [9] и автора [10—12]. Первый метод для количественного измерения несовершенен, второй требует предположения о статистической независимости явления, которая была опровергнута опытом Савады [2] и Крантца [9].

Из этих соображений мы использовали третий метод (рис. 1). Для сокращения продолжительности опыта установка имеет пять каналов с разделительными устройствами и счетчиками импульсов.

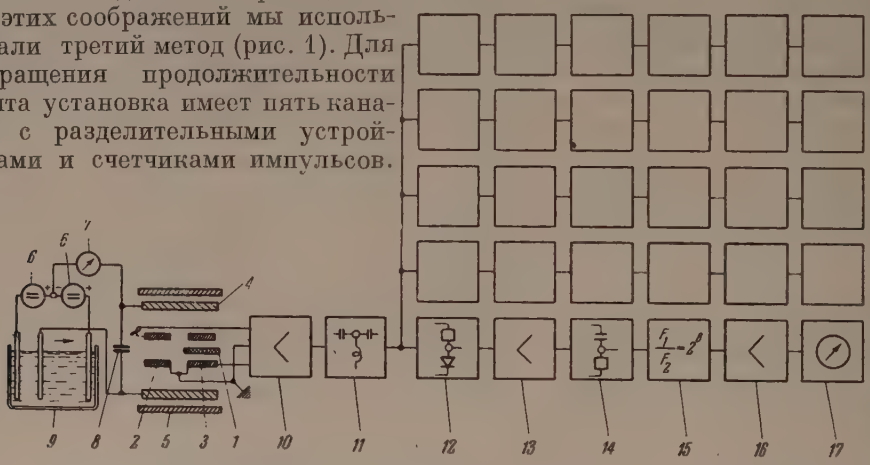


Рис. 1. Установка для исследования эффекта Баркгаузена: *1* — ферромагнитный об разец, *2* — измерительная катушка, *3* — компенсирующая катушка, *4* — намагничи вающая катушка, *5* — магнитный экран, *6* — батарея, *7* — измеритель поля, *8* — защит от помех, *9* — делитель напряжения (электролитический потенциометр), *10* — усили тель 110 db, *11* — высокочастотный фильтр, *12* — амплитудный ограничитель, *13* — усилитель 40 db, *14* — дифференцирующая цепочка, *15* — делитель частоты 256 : 1 *16* — усилитель импульсов, *17* — регистрирующее устройство

Питание намагничивающей катушки осуществляется при помощи электро литического потенциометра с механическим приводом по Форстеру и Вет целю [5]. Интересно отметить, что в недавно опубликованной работ Крантц [9] избрал такой же метод исследования.

Влияние пластической деформации на эффект Баркгаузена до сих по мало изучено. Бозорт и Диллингер [4], а также Теббл, Скидмор и Корне [8] обнаружили, что эффект Баркгаузена меняется у пермаллоя и желез после отжига. Ферстер и Ветцель [5] показали, что пластическая дефор мация сильно понижает эффект Баркгаузена. Ивлев [13] отмечает, чт эффект Баркгаузена исчезает при сильной упругой деформации никеля

Наша работа посвящена систематическому исследованию влияния пла стической деформации на эффект Баркгаузена в муметалле, гайпернике железе и никеле. Эти материалы, технически чистые, не подвергалис

дальнейшей очистке. Образцы были выбраны в виде проволоки весом 100 мг и длиной 10 см. Они были подвернуты отжигу в атмосфере водорода при температуре 800° в течение 0,5 час. Деформация ε_p была выбрана от 1 до 20%. Каждой деформации соответствовал отдельный образец, на котором измерялась тоже коэрцитивная сила (рис. 2—6). Это давало возможность повторять все измерения эффекта Баркгаузена три раза на том же образце. В процессе измерений скорость изменения поля составляла 0,05 Oe сек.$^{-1}$ при изменении намагничивающего поля— 120÷+120 Oe сек$^{-1}$. При этом разброс измеряемых величин был в пределах ±(15÷20%). На рис. 2—6

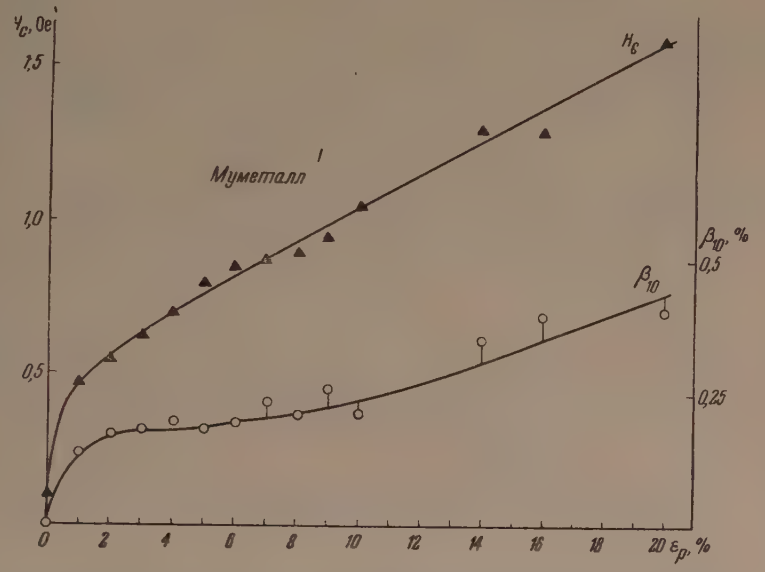


Рис. 2. Зависимость коэрцитивной силы H_c и величины эффекта Баркгаузена β_{10} от величины пластической деформации ε_p для муметалла (растяжение)

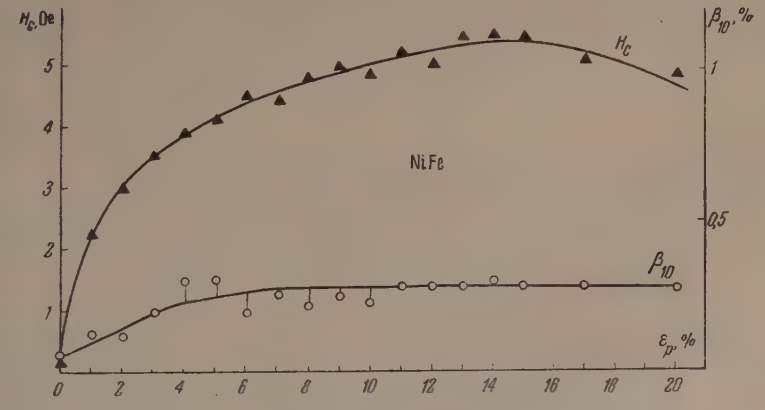


Рис. 3. То же, что на рис. 2, но для сплава гайперник

нанесены средние арифметические значения интенсивности эффекта Баркгаузена. Эта интенсивность равна отношению изменения намагниченности, обусловленной эффектом Баркгаузена, к общему изменению намагниченности при перемагничивании. При этом регистрировались скачки свыше $10 \cdot 10^{-6}$ CGSE магнитного момента у муметалла, гайперника и железа и свыше $5 \cdot 10^{-6}$ CGSE магнитного момента у никеля, где эффект Баркгаузена свыше $10 \cdot 10^{-6}$, CGSE, очень слаб. Мы обозначили это отношение буквой

β_{10}. На рис. 2—5 представлены данные для образцов, подвергнутых растяжению, рис. 6 — для образцов, подвергнутых прокату.

На рис. 2—6 видно, что эффект Баркгаузена возрастает с деформацией у муметалла и гайперника и понижается с деформацией у железа (медленно) и у никеля (быстрее). У последнего эффект Баркгаузена проходит через

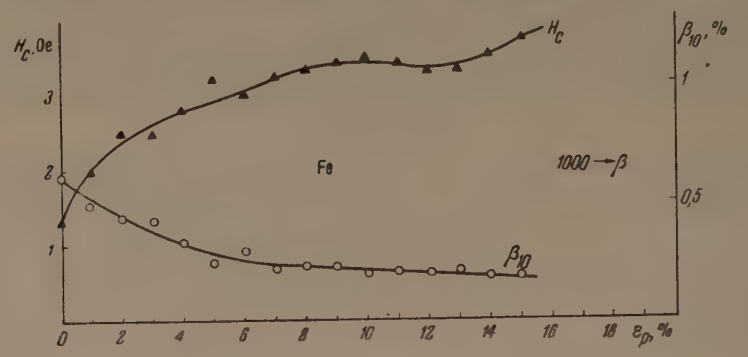


Рис. 4. То же, что на рис. 2, но для железа

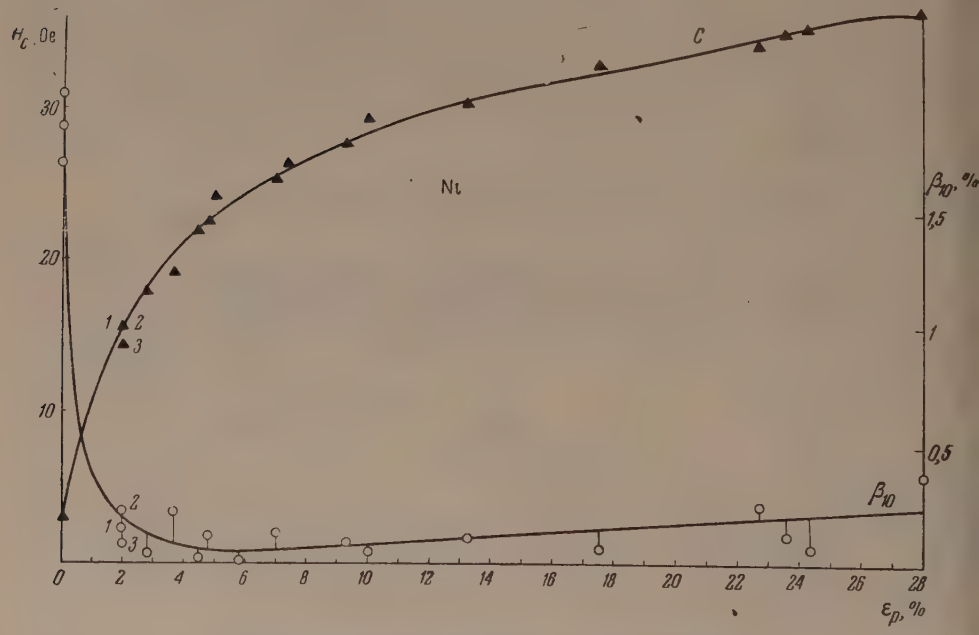


Рис. 5. То же, что на рис. 2, но для никеля

минимум при деформации около 10% (рис. 5 и 6). Эти результаты можно объяснить теоретически. Согласно Тебблу [14], эффект Баркгаузена вызван неоднородностями внутреннего напряжения, диаметр которых приближается к толщине граничного слоя. Эта толщина приблизительно равна [15, 16]:

$$b \approx \left(K + \frac{3}{2}\lambda\sigma\right)^{-\frac{1}{2}},$$

где K — константа магнитной анизотропии, λ — магнитострикция, σ — механические напряжения. Для никеля величина K мала, а λ — велика, поэтому толщина граничного слоя уменьшается при увеличении механических напряжений. Эффект Баркгаузена тоже уменьшается по этим сооб-

ражениям. При деформации, однако, увеличиваются неоднородности внутренних напряжений, поэтому эффект Баркгаузена должен одновременно увеличиваться; этим объясняется наличие минимума при деформации 10% на рис. 5 и 6.

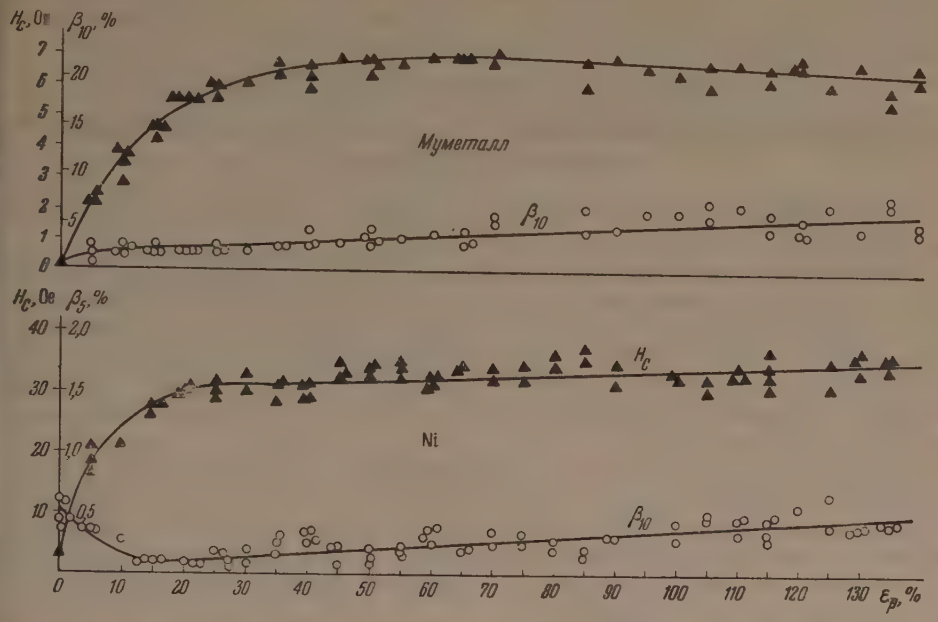


Рис. 6. То же, что на рис. 2, но для муметалла и никеля, подвергнутых пластической деформации прокатом

Для железа K больше и толщина граничного слоя уменьшается медленнее. Для муметалла и гайперника K и λ — величины малые. Толщина граничного слоя поэтому большая и число неоднородностей со столь большими диаметрами мало. Эффект Баркгаузена поэтому здесь без деформации мал и нарастает только с нарастанием числа и диаметра неоднородностей при деформации. Заметим, что эта картина еще очень груба и может дать только качественное согласие.

Прага, Чехословакия

Цитированная литература

1. Tyndall E., Phys. Rev., **24**, 439 (1924)
2. Sawada H., J. Phys. Soc. Japan, **7**, 564, 571, 575 (1952).
3. Bozorth R., Phys. Rev., **34**, 34 (1929).
4. Bozorth R., Dillinger J., Phys. Rev., **35**, 733 (1930).
5. Foerster F., Wetzel H., ZS. Metallk., **33**, 115 (1941).
6. Цомакион Б., Ивлев В., ДАН СССР, **66**, 105 (1951).
7. Bush H., Tebble R., Proc. Phys. Soc. London, **A60**, 370 (1948).
8. Tebble R., Skidmore J., Corner W., Proc. Phys. Soc. London, **A63**, 739 (1950).
9. Krantz J., ZS. Phys., **139**, 41 (1954).
10. Wotruba K., Czech. Journ. Phys., **4**, 375 (1954).
11. Wotruba K., Czech. Journ. Phys., **5**, 98 (1955).
12. Wotruba K., Czech. Journ. Phys., **4**, 375 (1954).
13. Вонсовский С. В., УФН, **46**, 759 (1951).
14. Tebble R., Proc. Phys. Soc. London, **B68**, 1017 (1955).
15. Bloch F., ZS. Phys., **74**, 295 (1932).
16. Landau L., Lifschitz E., Sow. Phys., **8**, 153 (1935).

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

Т. XXI, № 9 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1957

В. Ф. ИВЛЕВ, В. Л. ИЛЬЮШЕНКО и Л. И. АСЕЕВА

ИССЛЕДОВАНИЕ НЕОБРАТИМЫХ СКАЧКОВ ПЕРЕМАГНИЧИВАНИЯ В ФЕРРОМАГНЕТИКАХ

Исследования различных авторов показали, что объем скачка перемагничивания равен $10^{-7} \div 10^{-9}$ см³ [1].

Для выявления природы скачков перемагничивания одним из авторов [2] была исследована температурная зависимость числа и величины скачков у никеля. Результаты этих исследований показали, что с повышением температуры число скачков, а также их величина уменьшаются по экспоненциальному закону. Является ли этот закон общим для всех ферромагнитных тел или он имеет место только у никеля, и было одной из задач настоящего исследования.

В монокристаллах эффект скачкообразного намагничивания до настоящего времени изучен недостаточно. Этому вопросу посвящена собственно только одна работа Теббла и Ньюхауза [3]. Другой задачей настоящего исследования было экспериментальное изучение зависимости числа скачков и их величины от кристаллографического направления и их температурной зависимости.

В качестве исследуемого материала нами были использованы следующие образцы:

образец № 1 — железная проволока (Fe—99,93 %) ϕ 0,56 мм, длиной 4 см (отожженная и неотожженная);

образец № 2 — железная проволока (Fe—98,59 %) ϕ 0,20 мм, длиной 4 см (отожженная и неотожженная); отжиг образцов производился при температуре 1000° в течение 5 час с последующим медленным охлаждением в печи;

образец № 3 — монокристалл кремнистого железа (трансформаторное железо с содержанием 3,4 % кремния) в форме тонкого круглого диска.

Плоскость исследуемого образца совпадала с кристаллографической плоскостью (110), что удобно для исследования, так как в этой плоскости находятся все три главных кристаллографических направления — [100], [110] и [111]. Исследование скачкообразного намагничивания по различным кристаллографическим направлениям производилось путем поворота образца в магнитном поле. При повороте отсчитывался угол φ между направлением магнитного поля и кристаллографическим направлением [110]; углу $\varphi = 90°$ соответствует кристаллографическое направление [100], $\varphi = 180°$ — направление [110] и $\varphi = 150°$ — направление [111].

Исследования производились на установке, подобной той, которая описана в [2] и позволяла регистрировать скачки перемагничивания размером от $0{,}7 \cdot 10^{-9}$ см³ и более.

Отличительная особенность установки, на которой производились исследования, от установки, описанной в [2], заключается только в том, что в ней ондулятор был заменен пересчетными схемами типа ПС-64. Кроме того, при исследовании скачков в монокристаллах усилительное устройство было немного усовершенствовано, что позволило изменять минимальную величину скачка, начиная от $0{,}3 \cdot 10^{-9}$ см³.

Число скачков в процессе перемагничивания образца подсчитывалось на одной из ветвей петли гистерезиса, т. е. в интервале полей $-H \div +H$, не превышающем для всех исследуемых образцов 280 Oe.

Полученные результаты и их обсуждение

На рис. 1 приведена зависимость числа скачков N различной величины от температуры для неотожженного железного образца № 1; подобные кривые были получены и для отожженного образца № 1 и для образца № 2 (отожженного и неотожженного). Из этого рисунка видно, что в железных образцах максимумы числа скачков для всех величин скачка лежат почти при одинаковой температуре.

На рис. 2 показана зависимость числа скачков различной величины при комнатной температуре от угла φ (кристаллографического направления) для неотожженного образца № 3. На оси абсцисс отложены углы φ — между направлением магнитного поля и кристаллографическим направлением [110]. Из рассмотрения этого рисунка следует, что число скачков перемагничивания существенно зависит от кристаллографического направления, т. е. существует значительная анизотропия числа скачков. Максимум числа скачков соответствует $\varphi = 180°$, т. е. кристаллографическому направлению [110], а минимум числа скачков — $\varphi = 90°$ или направлению — [100].

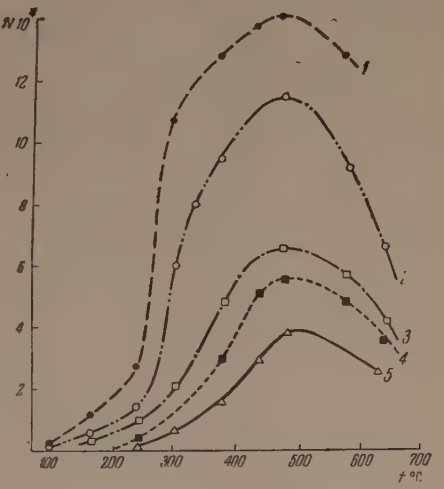


Рис. 1. Зависимость числа скачков N различной величины от температуры для неотожженного железного образца № 1: *1* — $v = (0{,}8 \div 1{,}0)\cdot 10^{-9}$ см^3, *2* — $v = (1{,}1 \div 1{,}3)\cdot 10^{-9}$, *3* — $v = (1{,}4 \div 1{,}6)\cdot 10^{-9}$, *4* — $v = (1{,}7 \div 1{,}9)\cdot 10^{-9}$, *5* — $v = (2{,}0 \div 2{,}3)\cdot 10^{-9}$

Максимумы и минимумы числа скачков для скачков всех размеров соответствуют одним и тем же кристаллографическим направлениям. В результате отжига число скачков всех размеров уменьшается для всех кристаллографических направлений; средний размер скачка у отожженного образца для всех направлений одинаков и равен $0{,}8\cdot 10^{-9}$ см^3.

На рис. 3 приведена зависимость числа скачков N различной величины от температуры для неотожженного образца № 3 при $\varphi = 180°$ (кристаллографическое направление [110]), т. е. для того угла, для которого при комнатной температуре наблюдалось максимальное число скачков. Подобные кривые получены и для других направлений. Из этого рисунка следует, что для монокристаллического образца кремнистого железа число скачков существенно зависит от температуры.

В области температур —183÷-300° общее число скачков, наблюдаемое при перемагничивании образца вдоль любого кристаллографического направления, сначала увеличивается с ростом температуры, а затем, достигнув максимума при температуре 70°, начинает убывать. Максимальное число скачков более крупных размеров смещено в сторону более низких температур (порядка комнатных); чем крупнее скачки, тем смещение больше. Это справедливо для всех кристаллографических направлений в плоскости образца.

На рис. 4 представлена зависимость числа скачков от угла φ (кристаллографического направления) при различных температурах. Из этого рисунка следует, что характер анизотропии числа скачков изменяется с температурой.

В интервале температур —183÷-+150° наблюдается одно направление с максимальным числом скачков (направление [110]) и одно направление, для которого число скачков минимально (направление [100]). При более высоких температурах наблюдаются два максимума и два минимума.

Оба максимума соответствуют кристаллографическим направлениям тип [111] ($\varphi = 150°$ и $\varphi = 210°$). Минимумы соответствуют направлениям [100] и [110] ($\varphi = 90°$ и $\varphi = 180°$), причем минимум в направлении [100] боле глубокий, чем в направлении [110].

Из сравнения рис. 1 и 3 следует, что характер температурной зави симости числа скачков для поликристаллических железных образцов монокристалла кремнистого железа одинаков: для обоих материало наблюдается максимальное число скачков при некоторой температур

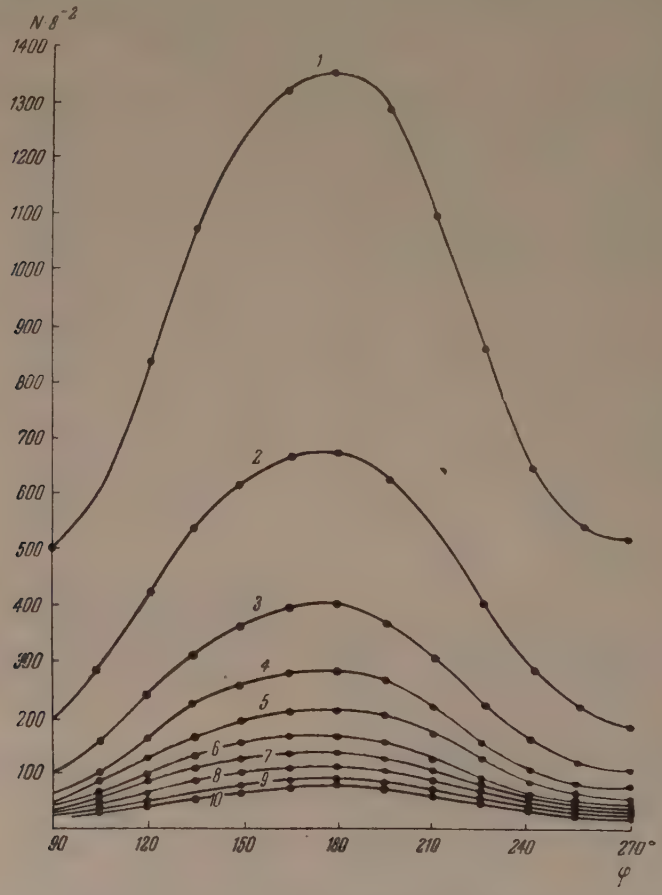


Рис. 2. Зависимость числа скачков различной величины от угла φ (кристаллографического направления) для неотожженного образца № 3 при комнатной температуре. $H = 140$ Oe: *1* — $v = (0{,}3 \div 0{,}6) \cdot 10^{-9}$ см³, *2* — $v = (0{,}6 \div 0{,}9) \cdot 10^{-9}$, *3* — $v = (0{,}9 \div 1{,}2) \cdot 10^{-9}$, *4* — $v = (1{,}2 \div 1{,}5) \cdot 10^{-9}$, *5* — $v = (1{,}5 \div 1{,}8) \cdot 10^{-9}$, *6* — $v = (1{,}8 \div 2{,}1) \cdot 10^{-9}$, *7* — $v = (2{,}1 \div 2{,}4) \cdot 10^{-9}$, *8* — $v = (2{,}4 \div 2{,}7) \cdot 10^{-9}$, *9* — $v = (2{,}7 \div 3{,}0) \cdot 10^{-9}$, *10* — $v \geqslant 3{,}0 \cdot 10^{-9}$

У никеля температурная зависимость числа скачков имеет другой харак тер, а именно: во всем интервале температур от —183° до точки Кюр число скачков всех размеров с ростом температуры уменьшается [2

Температурный максимум числа скачков для поликристаллически железных образцов находится в области, где кривая зависимости магн тострикции насыщения λ_s от температуры имеет по абсолютной величин наименьшее значение. В обе стороны от этой области λ_s растет по абс лютной величине, а число скачков уменьшается.

Из исследований Штуркина [4] по температурному ходу кривых ма нитострикции насыщения для монокристалла кремнистого железа сл

дует, что с ростом температуры константы магнитострикции изменяются по-разному для различных кристаллографических направлений.

При комнатной температуре для λ_s выполняется неравенство

$$|\lambda_{100}| > |\lambda_{111}| > |\lambda_{110}|, \qquad (1)$$

т. е. в направлении [110] λ_s по абсолютной величине имеет минимальное значение, а в направлении [100] — максимальное.

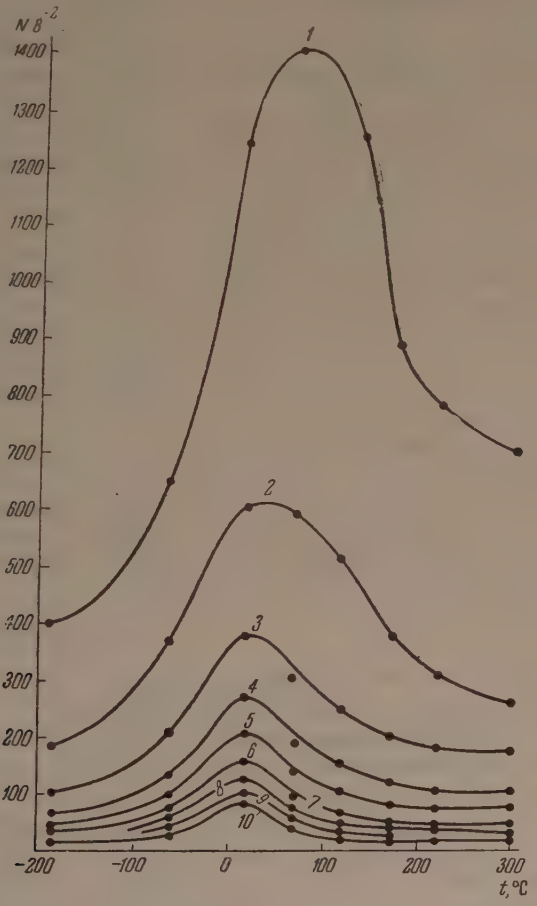


Рис. 3. Зависимость числа скачков различной величины от температуры для неотожженного образца № 3 при угле $\varphi = 180°$ (кристаллографическое направление [110]). Обозначения кривых — см. рис. 2

При этой же температуре для числа скачков выполняется неравенство

$$N_{100} < N_{111} < N_{110}, \qquad (2)$$

т. е. наибольшее число скачков наблюдается в направлении, для которого λ_s по абсолютной величине минимальна и, наоборот, минимальное число скачков наблюдается в направлении, для которого λ_s максимально.

Как показано Тебблом [3], неравенство (1) выполняется для всех температур в интервале $+20 \div +150°$. Во всем этом интервале неравенство (2) также остается справедливым.

При температуре 150° и выше неравенство (1) перестает быть справедливым, и имеет место неравенство

$$|\lambda_{100}| > |\lambda_{110}| > |\lambda_{111}|. \qquad (3)$$

Поскольку максимальное число скачков должно наблюдаться в направлении, для которого λ_s минимальна, то теперь максимум числа скачков должен быть в направлении [111], что в действительности и имеет место. Это наглядно видно из рис. 4.

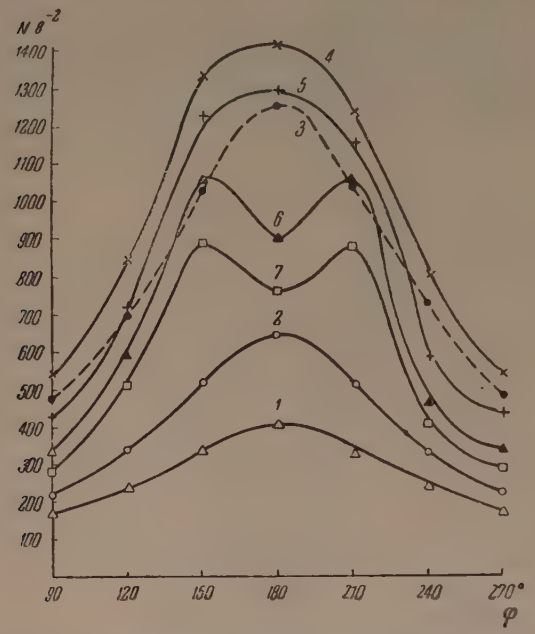


Рис. 4. Зависимость числа скачков от угла φ (кристаллографического направления) при различных температурах: *1* — $t = -183°$, *2* — $t = -60°$, *3* — $t = 20°$, *4* — $t = 70°$, *5* — $t = 120°$, *6* — $t = 170°$, *7* — $t = 220°$

Из неравенства (3) также следует, что более глубокий минимум должен наблюдаться в направлении [100], что также имеет место (рис. 4).

Таким образом в интервале температур $+150 \div +300°$ для числа скачков выполняется неравенство

$$N_{100} < N_{110} < N_{111}. \quad (4)$$

Исследования показали, что кривые температурной зависимости числа скачков для направлений [100] и [110] подобны одна другой во всем интервале температур $-183 \div +300°$.

Для направления [111] температурный ход числа скачков несколько иной, а именно: начиная от температуры $+150°$, кривая идет значительно выше, чем для первых двух направлений.

Если мы снова обратимся к [3], то из этой работы следует, что кривые температурной зависимости констант магнитострикции λ_s для направлений [100] и [110] во всем интервале температур $+20 \div -500°$, как и кривые температурной зависимости числа скачков, подобны одна другой. Температурный ход λ_s для направления [111] во всем указанном интервале температур отличен от хода кривых для направлений [100] и [110].

Таким образом, из изложенного выше следует, что обнаруженная анизотропия числа скачков, а также ее температурная зависимость отражают в некоторой степени анизотропию и температурную зависимость констант магнитострикции λ_s для различных кристаллографических направлений.

В заключение считаем своим приятным долгом выразить благодарность Л. В. Киренскому за ряд ценных советов и замечаний, которыми авторы широко пользовались при выполнении данной работы.

Красноярский гос. педагогический институт

Цитированная литература

1. Вонсовский С., В. Шур Я. С., Ферромагнетизм.— Гостехиздат, М.—Л., 1948.
2. Ивлев В. Ф., Изв. АН СССР, Серия физич., **16**, 664 (1952).
3. Tebble R., Newhouse V., Proc. Phys. Soc., London, **B66**, 633 (1953).
4. Штуркин Д. А., ДАН СССР, 58, *4* (1947).

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

XXI, № 9 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1957

Р. И. ЯНУС и В. П. КАРТАШОВ

О СТРУКТУРЕ СЕМЕЙСТВА СИММЕТРИЧНЫХ ПЕТЕЛЬ ГИСТЕРЕЗИСА ФЕРРОМАГНЕТИКОВ

1. В литературе иногда еще встречается схематическое изображение семейства («гнезда») симметричных петель гистерезиса ферромагнетиков в виде вписанных одна в другую петель без каких-либо общих точек (рис. 1, а). Однако опыт подтверждает правильность такой схемы лишь для тех петель, у которых максимальная намагниченность J_m в несколько раз меньше намагниченности насыщения данного ферромагнетика J_s.

Первые указания о существовании общих участков у петель с различными J_m были даны уже давно — в исследованиях хода коммутационных кривых намагничивания и предельных петель гистерезиса одних и тех же образцов. Оказалось, что коммутационная кривая (геометрическое место вершин симметричных петель), постепенно приближаясь к ветвям предельной петли, при некотром значении $J_m = \pm J_{ma}$ подходит настолько близко к ним, что расстояние между коммутационной кривой и ближайшими точками предельной петли оказывается меньше, чем погрешности измерений. Дальше (при всех $J_m > J_{ma}$) обе кривые экспериментально неразличимы, т. е. практически совпадают (рис. 1, *б*) *.

Авторы работ [5—7] обнаружили, что у исследовавшихся там образцов электротехнического Fe и технического Ni совпадение непредельных петель с предельной имеется не только на протяжении тех участков, где $|J| \geqslant J_{ma}$ (как предполагалось раньше — рис. 1,*б*). Оказалось, что если $J_m > J_{ma}$, то восходящая ветвь данной петли (непредельной) соприкасается с восходящей ветью предельной петли уже при некотором $J = J_a$ ($J_a < J_{ma}$), а нисходящие ветви тех же петель — при $J = -J_a$ (рис. 1,*в*). Чем больше разность $J_m - J_{ma}$, тем больше и разность $J_{ma} - J_a$ на той же петле.

При некотором $J_m = J_{mc}$ получают $J_a = 0$ (как на рис. 1,*в* у петли, имеющей $J_m = J'_m$). Это означает, что при измерении коэрцитивной силы H_c данного материала (если только $J_m \geqslant J_{mc}$) будет получено одинаковое предельное значение ее ($h_c = H_c$), независимо от того, производится ли измерение при перемагничивании по предельной петле, или любой непредельной.

При некотором $J_m = J_{mr} > J_{mc}$ получают $J_a = -J_r$ (как на рис. 1,*в* у петли, имеющей $J_m = J'''_m$). Это означает, что при измерении остаточной намагниченности данного материала j_r будет получено одинаковое предельное значение ее ($j_r = J_r$) как при измерении по предельной петле, так и по любой непредельной, если $J_m \geqslant J_{mr}$ (но площади этих петель не одинаковы из-за несовпадения начальных, привершинных участков восходящих и нисходящих ветвей различных петель).

В работах [5—7] было найдено, что J_{mc} приблизительно совпадает с намагниченностью на «колене» коммутационной кривой намагничивания того же образца (J_G),

* Существовало мнение, будто коммутационная кривая при $J_m = \pm J_{ma}$ даже переходит предельную петлю и дальше идет вне ее, сливаясь с ней лишь при $J_m \approx J_s$ [1]. Но в работе [2], а позднее также в [3, 4] было показано, что при экспериментах, послуживших основой для этого мнения, действовали большие помехи.

В [5] мы оценили J_{ma} для электротехнического железа числом, так же близким к J_G. Для этой оценки мы использовали лишь кривые J_m (J_m), не обратив внимания на ход коммутационных кривых намагничивания относительно предельных петель гистерезиса тех же образцов, переоценив погрешности съемки и сопоставления петель гистерезиса с различными J_m и чрезмерно опасаясь ошибиться в сторону занижения J_{ma} (что было естественным результатом влияния прежних схем — типа рис. 1,*а* и *б* — на ход наших мыслей). Если же оценивать J_{ma} по точке слияния коммутационной кривой с предельной петлей (а такая оценка представляется нам вполне законной), то как результаты опытов, описанных в [5—7], так и многочисленные результаты других авторов показывают, что J_{ma} приблизительно совпадает с намагниченностью, при которой дифференциальная проницаемость материала по коммутационной кривой ($\mu_{dk} = 4\pi dJ_m/dH_m$) достигает максимума. Для большинства технических ферромагнетиков $J_{ma} \approx 0{,}3 \div 0{,}6\ J_G$.

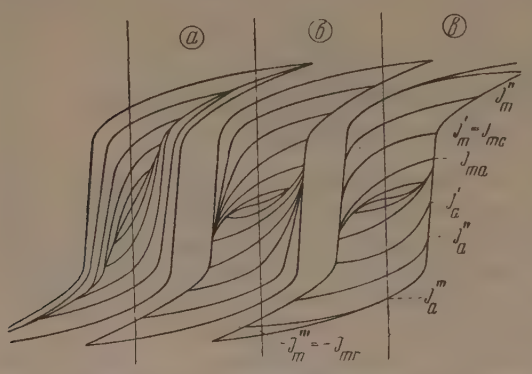


Рис. 1. Схемы семейств симметричных петель гистерезиса

В результате этих уточнений схема семейства симметричных петель гистерезиса, представленная на рис. 1,*в*, несколько отличается от схемы данных в работах [5, 6].

2. Для уточнения связи между различными J_a и J_G необходимы опыты, при которых J_G меняются существенно, а остальные условия опыта (химический состав и микроструктура образцов, форма их и т. п.) остаются совсем или почти одинаковыми. Таковыми были бы, например, измерения на монокристальных шарах или эллипсоидах вращения, проводимые при намагничивании их вдоль различных кристаллографических осей. Однако изготовить такие образцы и добиться на них необходимой чувствительности и точности измерений очень трудно, поэтому мы пошли по более легкому, хотя и менее совершенному, пути: изготовили образцы из поликристаллического, но текстурированного материала (из листа холоднокатаного электротехнического железа, легированного 3% кремния) и придали им форму стрелок с заостренными концами, имеющих одинаковую толщину по всей их площади и ограниченных по боковым сторонам параболами (как и в работах [5, 6]; такие образцы намагничиваются в однородном внешнем поле почти столь же однородно, как эллипсоиды). Направление длины у первого образца совпадало с направлением ориентировки осей типа ⟨100⟩ составлявших его кристаллитов, у второго — оси типа ⟨110⟩, у третьего — типа ⟨111⟩. Размеры образцов: длина $2a$ =25 см, ширина $2b$=3,0 см, толщина $2c$ =0,050 мм; эллипсоид, имеющий такие же длину, объем и отношение поперечных осей (b/c), имел бы коэффициент размагничивания $N = 0{,}011$. После вырезки образцы прошли 2-часовый отжиг в вакууме при 800° с целью снятия наклепа, образовавшегося по кромкам образцов при обрезке их ножницами.

Намагничивание образцов производилось в однородном поле соленоида при открытой магнитной цепи; напряженность этого поля H_e оценивалась по току в обмотке соленоида.

Магнитные измерения проводились по баллистическому методу. Для измерения коэрцитивной силы применялся «способ сброса», для остальных измерений — «способ переключений».

Измерения коэрцитивной силы и съемка коммутационных кривых проводились по «обычным» схемам наблюдений, с «обычными» при таких измерениях погрешностями. Для повышения точности определения точек слияния ветвей смежных петель гистерезиса применялась, как и в работах [5—7], съемка петель по схеме «вертикальных разрезов», требующей пояснений.

При работе по этой схеме измеряемые значения намагниченности на восходящей ветви петли J_1 и нисходящей J_2 группируются парами; J_1 и J_2, входящие в одну пару, измеряются при одном и том же номинальном значении H_e (образуют «вертикальный разрез» петли).

Пусть снимается петля, в вершинах которой номинально $H_e = \pm H_{em}$, $J = \pm J_m$; в k-ом разрезе ее $H_e = H_{ek}$, $J_1 = J_{1k}$, $J_2 = J_{2k}$. Для определения J_{1k} и J_{2k} проводим наблюдения баллистических отбросов гальванометра при скачкообразных изменениях (после соответствующих «магнитных подготовок») H_e от H_{ek} до H_{em} (отбросы α_{1k}) и от H_{em} до H_{ek} (отбросы α_{2k}).

В действительности, однако, не всегда удается воспроизводить при всех наблюдениях с абсолютной точностью значения H_{ek}, H_{em} и связанные с ними величины, а также некоторые параметры измерительной установки, и это вводит дополнительные погрешности. Снабдив все такие величины, относящиеся к α_{1k}, дополнительным индексом 1, а относящиеся к α_{2k} — индексом 2, получаем уравнения, не требующие пояснений:

$$\begin{aligned}
\Phi_{m1} &= 4\pi s J_{m1} + S(H_{em1} - N_{m1}J_{m1}),\\
\Phi_{m2} &= 4\pi s J_{m2} + S(H_{em2} - N_{m2}J_{m2}),\\
\Phi_{1k} &= 4\pi s J_{1k} + S(H_{ek1} - N_{1k}J_{1k}),\\
\Phi_{2k} &= 4\pi s J_{2k} + S(H_{ek2} - N_{2k}J_{2k}),\\
C_{1k}\alpha_{1k} &= \Phi_{m1} - \Phi_{1k},\quad C_{2k}\alpha_{2k} = \Phi_{m2} - \Phi_{2k}.
\end{aligned} \tag{1}$$

Из них получаем

$$C_{1k}\alpha_{1k} - C_{2k}\alpha_{2k} = 4\pi s(J_{m1} - J_{m2} + J_{2k} - J_{1k}) +$$
$$+ S(H_{em1} - H_{em2} + H_{ek2} - H_{ek1} + N_{m2}J_{m2} - N_{m1}J_{m1} + N_{1k}J_{1k} - N_{2k}J_{2k}. \tag{2}$$

Здесь s — площадь поперечного сечения образца в месте, охватываемом измерительной обмоткой; S — площадь, охватываемая витком измерительной обмотки ($S > s$); C — чувствительность гальванометра по потоку индукции.

Чтобы провести сравнения соответственных разностей $J_{2k} - J_{1k}$ различных петель (а это необходимо для определения точек слияния ветвей различных петель), нужно вычислить разность $J_{2k} - J_{1k}$ также и для другой (сравниваемой) петли, подставив для этого в (2) вместо значений; H_e, J, N и т. д. для данной петли соответственные значения тех же величин для другой (сравниваемой) петли. Нетрудно догадаться, сколь многочисленны и разнообразны источники погрешностей при таких сравнениях, если не принять действенных мер к их уничтожению или обезвреживанию.

В частности, при образцах, имеющих форму прямоугольных полос, N не только различен на разных петлях, но различен и в различных точках одной и той же петли ($N_{1k} \neq N_{2k} \neq N_m$), причем N (J) даже имеет собственный гистерезис [8]. Но использованная нами форма образцов делает N почти постоянным (как у эллипсоидов). Малое значение S/s при наших опытах ($S/s = 1.2$) еще дальше уменьшало влияние оставшегося непостоянства N на результаты измерений. Поэтому можем считать:

$$N_{1k} = N_{2k} = N_{m1} = N_{m2} = N. \tag{3}$$

Для уменьшения влияния различий в значениях C, H_{ek} и H_{em} при различных наблюдениях из-за изменений температуры, дрейфа нуля приборов, разряда аккумуляторов и подобных факторов мы пользовались кроме стабилизирующих мер технического характера, известным классическим приемом: измерения α_{1k} и α_{2k}, относящиеся к одному разрезу петли, производились сериями, в которых наблюдения α_{1k} и α_{2k} следовали быстро одно за другим поочередно с многократными повторениями без перерегулировок реостатов в намагничивающей и измерительной цепях (изменения H_e осуществлялись лишь замыканиями и размыканиями соответствующих рубильников). Сокращение времени, затрачиваемого на одну серию измерений, уменьшает величину изменений всех параметров в пределах каждой серии, а чередование наблюдений α_{1k} и α_{2k} и постоянство промежутков времени между ними делают влияние небольших изменений параметров на средние значения α_{1k} и α_{2k} (по одной серии) почти одинаковым, так что в разности средних значений (по одной серии) это влияние компенсируется с точностью до величин второго порядка малости. Поэтому

$$C_{1k} = C_{2k} = C_k; \quad H_{ek1} = H_{ek2}; \quad H_{em1} = H_{em2}; \quad J_{m1} = J_{m2}. \tag{4}$$

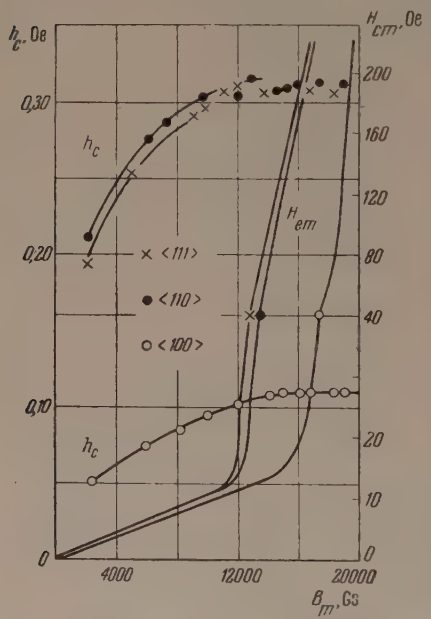


Рис. 2. Коммутационные кривые намагничивания $H_m(B_m) \approx H_{em}(4\pi J_m)$ и кривые $h_c(B_m)$

Учитывая (3) и (4), получим из (2)

$$J_{2k} - J_{1k} = \frac{C_k(\bar{\alpha}_{1k} - \bar{\alpha}_{2k})}{4\pi s - NS}. \tag{5}$$

Здесь $\bar{\alpha}_{1k}$, $\bar{\alpha}_{2k}$ средние значения α_{1k}, α_{2k} по одной серии.

Одним из показателей действенности используемых мер является воспроизводимость значений $J_{2k} - J_{1k}$ при различных сериях измерений, проводимых при несколько различных условиях (например, в различные дни). В наших результатах значения J_m, J_{1k} и J_{2k}, относящиеся к одним и тем же номинальным значениям H_{em} и H_{ek}, но полученные по различным сериям измерений, различались в пределах «обычных» погрешностей баллистических измерений (доходящих до 0,5—1 %); но разности $J_{2k} - J_{1k}$ воспроизводились хорошо даже для таких k, когда $J_{2k} - J_{1k}$ значительно меньше, чем разброс в значениях J_{1k} и J_{2k}, полученных по различным сериям измерений.

Сопоставление значений $J_{2k} - J_{1k}$ для различных петель одного и того же образца позволяет для части из них установить с той же точностью, с какой определены значения $J_{2k} - J_{1k}$, точки слияния ветвей различных петель. В самом деле, из неравенств

$$J'_{1k} \geqslant J''_{1k}, \quad J'_{2k} \leqslant J''_{2k}, \tag{6}$$

вытекающих из отсутствия пересечений ветвей различных петель одного и того же образца, и из равенства

$$J'_{2k} - J'_{1k} = J''_{2k} - J''_{1k} \tag{7}$$

следует:

$$J'_{1k} = J''_{1k}; \quad J'_{2k} = J''_{2k}. \tag{8}$$

Это означает, что если какие-либо петли имеют по какому-либо разрезу одинаковые значения $J_{2k} - J_{1k}$, то как восходящие, так и нисходящие ветви этих петель в данном разрезе совпадают. Но если одни ветви петель (например, нисходящие) не совпадают ($J'_{2k} \neq J''_{2k}$), то совпадение других ветвей их не может быть установлено по данному способу, так как тогда $J'_{2k} - J'_{1k} \neq J''_{2k} - J''_{1k}$, даже при $J'_{1k} = J''_{1k}$. Вследствие этого данным способом можно установить точки слияния лишь

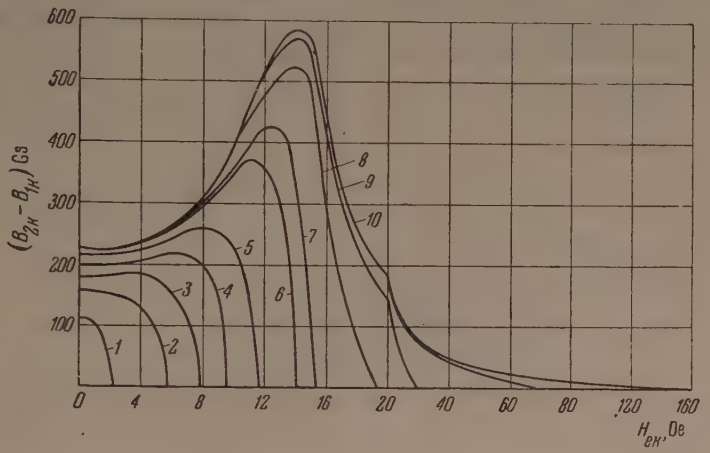


Рис. 3. Зависимости разности $B_{2k} - B_{1k} \approx 4\pi (J_{2k} - J_{1k})$ от H_{ek} при намагничивании вдоль направления ⟨100⟩ при B_m: *1*—2400 Gs, *2*—6000 Gs, *3*—8200 Gs, *4*—10000 Gs, *5*—11900 Gs, *6*—14200 Gs, *7* — 15100 Gs, *8* — 16100 Gs, *9* — 16800 Gs, *10* —18300 Gs, *11* — 18900 Gs

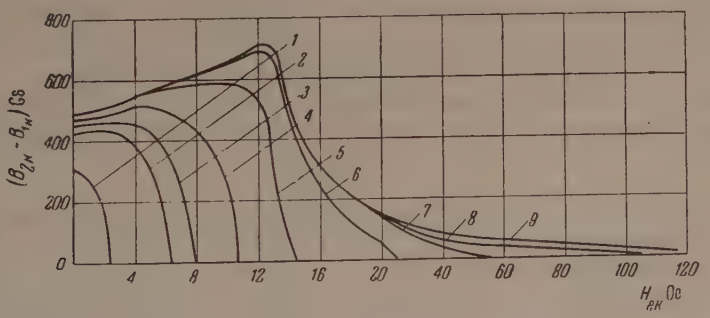


Рис. 4. То же, что на рис. 3, но для направления ⟨110⟩, при B_m: *1*—2 000 Gs, *2* —6 000 Gs, *3* —7300 Gs, *4*—9900 Gs, *5*—12100 Gs, *6*—12900 Gs, *7*—13800 Gs, *8*—15100 Gs, *9* — 18000 Gs

тех петель, у которых $J_a \geqslant J_d$ (здесь J_d — остаточная намагниченность образца по предельной петле, не исправленной на размагничивающее действие; $J_r > J_d \approx H_c / N$).

Под это ограничение подпадают все петли с малыми J_m, включая и петли, у которых $J_m = J_{mc}$. Но J_{mc} можно найти по кривым $h_c(J_m)$, а J_{ma} — по сопоставлению коммутационных кривых намагничивания и предельных петель гистерезиса.

3. На рис. 2 представлены коммутационные кривые намагничивания $H_{em}(B_m) \approx H_{em}(4\pi J)_m$ указанных выше образцов. Из них видно, что у первого образца индукция на «колене» ($B_G \approx 4\pi J_G$) составляет примерно 15 000 Gs, у второго — 12 000 Gs, у третьего — примерно 11 000 Gs.

Там же даны и графики $h_c(B_m)$ для тех же образцов. Из них видно, что на каждом из данных образцов между B_{mc} и B_G (или, что то же, между J_{mc} и J_G) существует такая же связь, какая была найдена и в работах [5—7]:

$$J_{mc} \approx J_G. \tag{9}$$

На рис. 3 показаны найденные нами зависимости разности $B_{2k} - B_{1k} \approx 4\pi(J_{2k} - J_{1k})$ от H_{ek} для различных петель первого образца; на рис. 4 представлены аналогичные кривые для второго образца, на рис. 5 — для третьего. По этим кривым видно, что характер структуры семейства симметричных петель гистерезиса у данных образцов

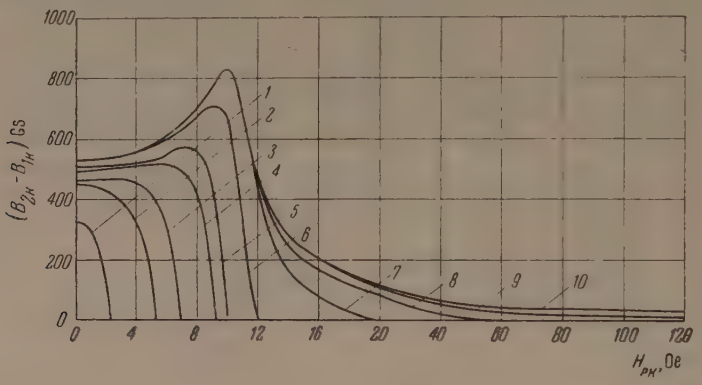


Рис.5. То же, что на рис.3, но для направления ⟨111⟩, при B_m: *1*—2100 Gs, *2*—5200 Gs, *3*—6800 Gs, *4*—9200 Gs, *5*—10000 Gs, *6*—11100 Gs, *7*—11900 Gs, *8*—13700Gs, *9*—16700 Gs, *10*—18400 Gs

совпадает с тем, который описывался (в разделе 1). У первого образца совпадение соответственных ветвей петель в разрезе, где $H_{ek} = 0$ (когда $-J_a = J_d$) имеется у всех петель с $B_m \geqslant 14\,200$ Gs, у второго образца — с $B_m \geqslant 12\,100$ Gs, у третьего — с $B_m \geqslant 11\,100$ Gs. Эти числа совпадают в пределах их точности со значениями B_G тех же образцов.

Значения J_{mr} можно приближенно оценить следующим образом: обозначив то значение H_{ek}, при котором $J_2 = J_r$, через H_{er}, имеем

$$H_{er} = NJ_r. \tag{10}$$

У наших образцов $N \approx 0{,}011$. Принимая, что $J_r \approx J_G$, находим, что у первого образца $H_{er} \approx 13$ Oe, у второго — $\approx 10{,}5$ Oe, у третьего — $\approx 9{,}5$ Oe. По графикам рис. 3, 4, 5 находим, что при указанных значениях H_{ek} совпадают значения $B_{2k} - B_{1k}$ у всех петель первого образца с $B_m \geqslant 18\,000$ Gs, с $B_m \geqslant 13\,000$ Gs у петель второго образца и $B_m \geqslant 12\,000$ Gs у петель третьего образца. Эти величины и являются приближенными значениями $4\pi J_{mr}$ данных образцов. Они несколько превышают значения B_G: у первого образца это превышение составляет примерно 20%, у второго и третьего — примерно 10%.

У этих образцов так же, как и у исследовавшихся в [5—7], оказался значительный магнитный гистерезис в области весьма высоких намагниченностей (даже при $J > J_{mr}$), где, по «школьным» теориям процессов перемагничивания, казалось бы, перемагничивание должно происходить только через обратимые процессы. По-видимому, этот гистерезис связан с гистерезисом зарождения и исчезновения некоторых видов «субдоменов» в области высоких намагниченностей, о которых говорят исследования по порошковым фигурам Акулова — Биттера, проводившиеся в последнее время многими авторами.

Кафедра общей физики
Уральского гос. университета

Цитированная литература

. Spooner T., Properties and testing of magnetic materials.— New York — London, p. 18, 1927; p. 18, 1937.
. Янус В. И., Шубина Л. А., ЖТФ, 9, *22*, 1994 (1939).
. Snoek J. L., Physica, 8, 4, 426 (1941); Исследования в области ферромагнитных материалов (перевод), 116.— ИЛ, Москва, 1949.
. Kayser H., J. Sci. Instr., 26, *2*, 60 (1949).
. Дрожжина В. И., Янус Р. И., Карташов В. П., Каплун Э. В., Изв. АН СССР, Серия физич., 16, *6*, 703 (1952).
. Янус Р. И., Кадкин В. А., Физика металлов и металловедение, 1, *1*, 420 (1955).
. Янус Р. И., Ворошилов В. П., Физика металлов и металловедение, 1, *1*, 424 (1955).
. Янус Р. И., Дрожжина В. И., Шабалина Е. Ф., Сборник, посвященный 75-летию акад. А. Ф. Иоффе, 411.—Изд. АН СССР, Москва, 1950.

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

Т. XXI, № 9 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1957

Л. В. КИРЕНСКИЙ, А. Я. ВЛАСОВ, Н. И. ВТЮРИН, А. И. ДРОКИН, В. Ф. ИВЛЕВ и Р. И. ТУКАЛОВ

ТЕМПЕРАТУРНЫЙ И ВРАЩАТЕЛЬНЫЙ ГИСТЕРЕЗИС В ФЕРРОМАГНЕТИКАХ

Как известно, гистерезисные явления в ферромагнетиках заключаются в неоднозначности их магнитных характеристик при определенных значениях напряженности внешнего магнитного поля, упругих напряжений, углов между вектором поля и кристаллографическими осями, а также температуры. Такую неоднозначность принято называть гистерезисом соответствующего магнитного параметра. В соответствии с этим различают:

1) обычные гистерезисные явления, возникающие при циклическом изменении напряженности намагничивающего поля: магнитные величины оказываются зависящими от магнитной «предыстории» образца;

2) магнитоупругие гистерезисные явления, возникающие при циклическом изменении упругих напряжений: магнитные величины оказываются зависящими от «предыстории» деформации образца;

3) температурные гистерезисные явления, возникающие при циклическом изменении температуры: магнитные величины оказываются зависящими от температурной «предыстории» образца;

4) вращательные гистерезисные явления, возникающие при циклическом изменении направления вектора поля в отношении кристаллографических осей в прямом и обратном направлениях, например при вращении поля относительно образца по и против часовой стрелки.

Исследованию температурного магнитного гистерезиса (ТМГ) намагниченности посвящено сравнительно немного работ, в основном выполненных Шуром и его сотрудниками [1—3]. Что же касается температурного гистерезиса других магнитных свойств, то имеются лишь работы Киренского и Власова [4], указавших на наличие температурного гистерезиса магнитострикции (ТГМ) и Киренского и Ивлева [5] о температурном гистерезисе гальваномагнитного эффекта (ТГГЭ). Во вращающихся магнитных полях исследовались лишь потери на гистерезис, другие же гистерезисные явления во вращающихся полях вообще не наблюдались.

В настоящей работе проведено экспериментальное исследование температурного гистерезиса намагниченности по циклу Б (охлаждение — нагрев), температурного гистерезиса магнитострикции и гальваномагнитного эффекта по циклу А (нагрев — охлаждение). Обнаружено и исследовано явление вращательного гистерезиса магнитострикции параллельно с исследованием потерь во вращающихся магнитных полях.

Образцы. Измерения

Температурный магнитный гистерезис по циклу Б исследовался на образцах никеля с различными размагничивающими факторами. Форма образцов — цилиндрическая. Состав — 99,98 % чистого никеля. Образец № 1 с большим размагничивающим фактором, имел длину 100 мм и ϕ 2,12 мм; образец № 2 с малым размагничивающим фактором — длину 100 мм и ϕ 1,05 мм. Для снятия внутренних напряжений образцы подвергались длительному высокотемпературному отжигу (1100°) с последующим медленным охлаждением в магнитной защите. Измерения производились

на вертикальном астатическом магнетометре, заключенном в магнитную защиту. Вертикальные составляющие магнитного поля Земли и других посторонних полей компенсировались полями однослойных компенсационных катушек магнитометра.

ТГМ исследовался на проволочном образце из электролитического никеля длиной 20,99 см и ϕ 2 мм. Образец был подвергнут длительному высокотемпературному отжигу. Перед началом каждого измерения образец нагревался до температуры выше точки Кюри и охлаждался в магнитной защите. Измерение магнитострикции производилось на установке, работающей по принципу компенсации теплового расширения образца. Схема прибора и примеры фоторегистрации магнитограмм температурного гистерезиса магнитострикции приведены в вышеуказанной работе [4].

Измерения проведены в четырех сериях изменений температуры: серия I — исходная температура —183° и различные конечные: 400, 250, 50, 10°; серия II — исходная температура 10° и конечные: 400, 250, 50°; серия III — нагревание от 150 до 400 и 250°; серия IV — нагревание от 250 до 400°. Все сериальные кривые магнитострикции зафиксированы в полях в 1,5, 8, 10, 12,5, 15, 20, 25, 37,5, 50, 75 и 100 Ое.

Изменение температуры образца и компенсационного стержня фиксировалось серией ординат через каждые 50°.

ТГГЭ исследовался также на никелевом образце — проволоке с сопротивлением 25,9Ω, но в менее широком интервале температур —18÷400°, в полях в 9, 18, 27, 36, 45, 54, 64, 78, 90, 115, 136, 180 и 360 Ое.

Измерения проведены также по циклу А, при различных исходных температурах (18, 25, 50, 75, 100, 125, 150°) и различных точках возврата (130, 220, 260 и 380°).

Для исключения влияния температурного изменения сопротивления образца во второе плечо мостовой схемы включался компенсатор из того же материала, что и образец, но имеющий намотку, расположенную нормально к вектору поля.

Исследование вращательного гистерезиса магнитострикции (ВГМ) производилось на отожженном вальцованном поликристаллическом никелевом диске при температуре 20°, в интервале полей 100÷4850 Ое (диаметр диска 14,2 мм, толщина 1,02 мм, степень обжатия 54,7%).

Величина магнитострикции фиксировалась при помощи проволочного датчика, наклеенного на образец в направлении вальцовки. Механические моменты регистрировались при помощи прибора типа анизометра Акулова. Магнитное поле, создаваемое электромагнитом, вращалось относительно образца от 0 до 360° в прямом и обратном направлениях.

Исследования ТМГ, ТГМ, ТГГЭ и ВГМ проводились методом автоматической записи исследуемых величин на фотопленку. Результаты измерений получались в виде магнитограмм.

Результаты измерений и их анализ

Результаты исследований ТМГ по циклу Б для образца № 1 представлены на рис. 1, а для образца № 2 — на рис. 2. Как видно, у утолщенного образца ТМГ выражен довольно резко, а у тонкого — очень слабо.

У образца № 1, в отличие от образца № 2, на ветви охлаждения в полях меньше 1 Ое наблюдается сначала рост намагниченности, а затем снижение, за счет чего и появляется ТМГ. При охлаждении переход через точку Кюри сопровождается ростом намагниченности за счет роста спонтанной намагниченности.

При дальнейшем охлаждении у толстых образцов действует размагничивающий фактор, он уменьшает и без того слабое внешнее поле. При этом возрастает роль энергии анизотропии, вследствие чего при смещении границ векторы намагниченности доменов устанавливаются не вдоль на-

магничивающего поля, а вдоль направлений легкого намагничивания, которые могут не совпадать с ориентацией слабого поля.

В полях, более сильных, а также во всех полях у образцов с небольшим размагничивающим фактором не наблюдается спада намагниченности на ветви нагрева, гистерезис мал, а у очень тонких образцов ТМГ в цикле Б вообще не наблюдается.

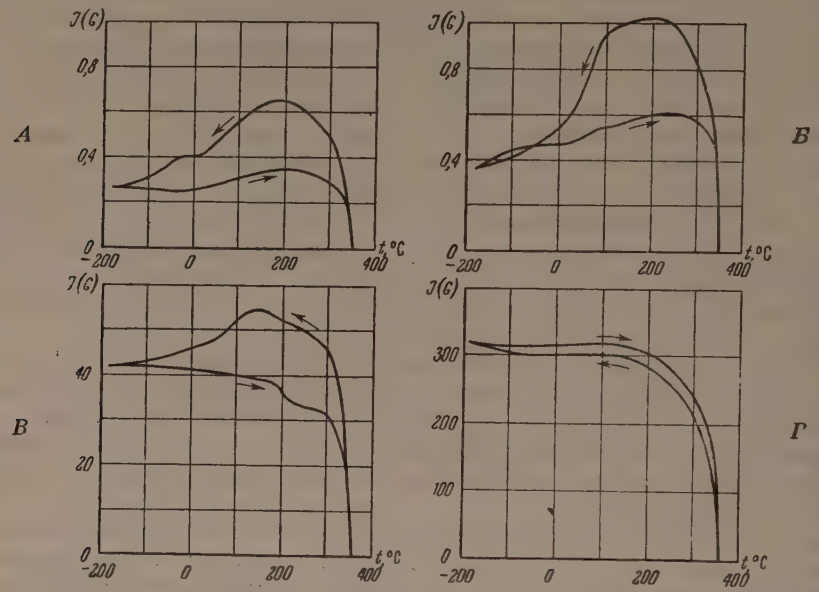


Рис. 1. Температурный магнитный гистерезис никеля в цикле Б (охлаждение — нагрев). Образец № 1. Намагничивающее поле: А — 0,0065, Б — 0,013, В — 0,65, Г — 10,4 Oe

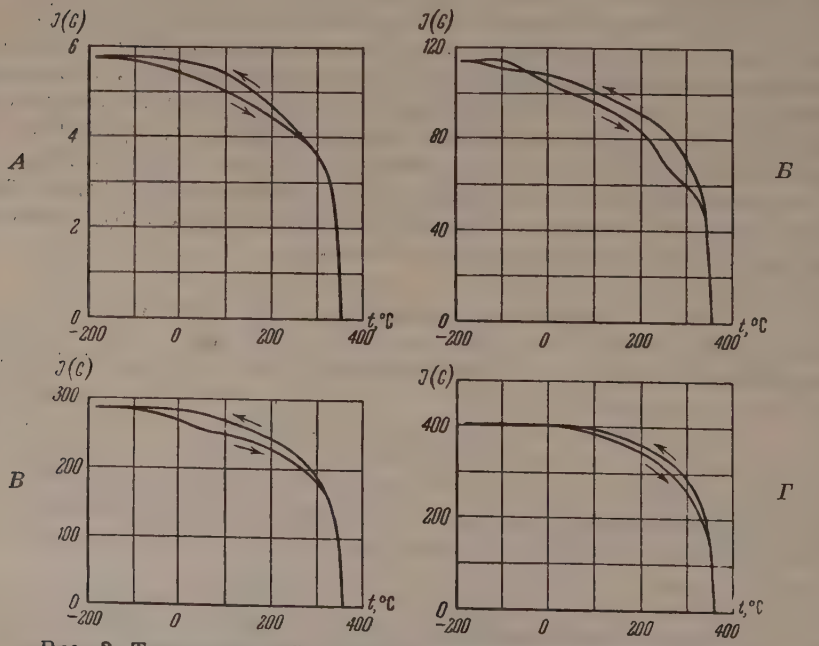


Рис. 2. Температурный магнитный гистерезис никеля в цикле Б (охлаждение — нагрев). Образец № 2. Намагничивающее поле: А — 0,039, Б — 0,65, В — 6,5, Г — 13,0 Oe

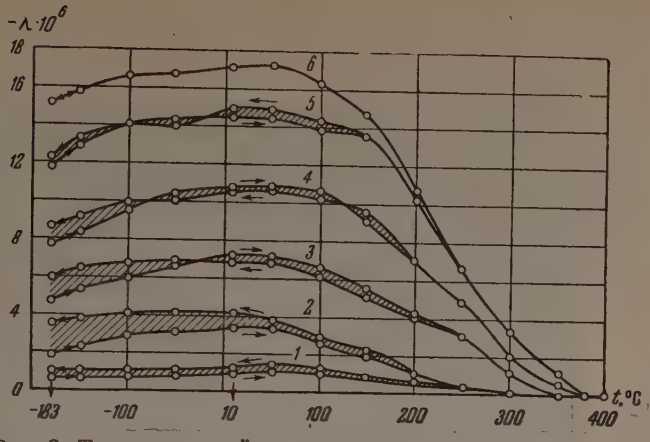


Рис. 3. Температурный гистерезис магнитострикции никеля при различных полях. Серия измерений I (см. по тексту): *1* — H=*1* Oe; *2* — H=10 Oe; *3* — H=25 Oe; *4* — H=37,5 Oe; *5* — H=50 Oe, *6* — H = 75Oe

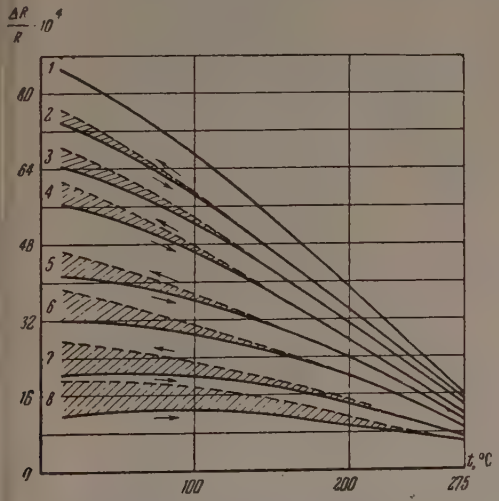


Рис. 4. Температурный гистерезис гальваномагнитного эффекта никеля при различных полях: *1* — H = 78 Oe; *2* — H=64 Oe, *3* — H=54 Oe, *4* — H = 45 Oe, *5* — H = 36 Oe, *6* — H=27 Oe, *7* — H = 18 Oe, *8* — H=9 Oe

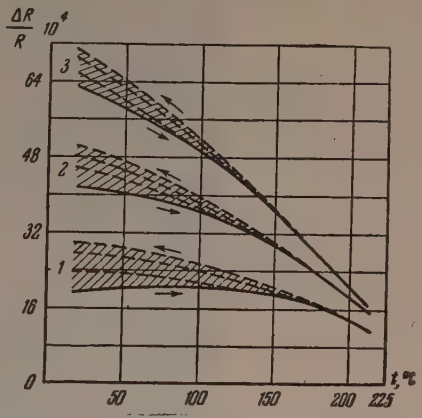


Рис. 6. Температурный гистерезис гальваномагнитного эффекта никеля. Исходная температура 18°. Точки возврата: 260°, 220° и 130°. Поля: *1* — 18, *2* — 36, *3* — 54 Oe

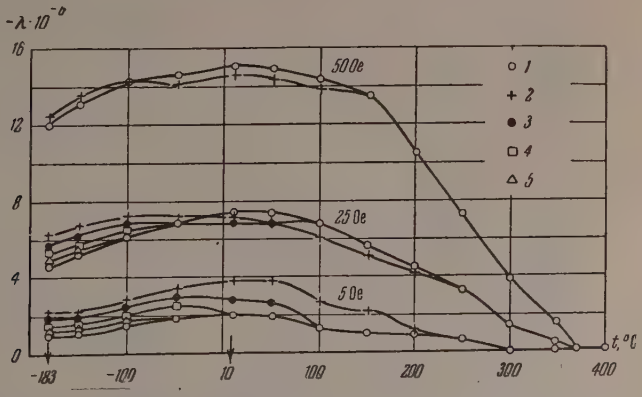


Рис. 5. Температурный гистерезис магнитострикции никеля при H = 5, 25 и 50 Oe. Исходная температура — 183° : *1* — нагревание образца до 400°, *2* — охлаждение от 400°, *3* — охлаждение от 250°, *4* — охлаждение от 150°, *5* = охлаждение от 10°

На рис. 3 представлены кривые температурного гистерезиса магнитострикции никеля при различных полях, снятых в первой серии измерений. Видно, что кривые изменения магнитострикции в полях до 15 Ое, соответствующие охлаждению образца, идут выше кривых этого эффекта при нагревании, т. е. наблюдается положительный ТГМ. Видно также, что величина ТГМ с ростом поля постепенно убывает, и в полях порядка 100 Ое ТГМ уже не наблюдается. Аналогичную картину наблюдаем и для температурного гистерезиса гальваномагнитного эффекта рис. 4.

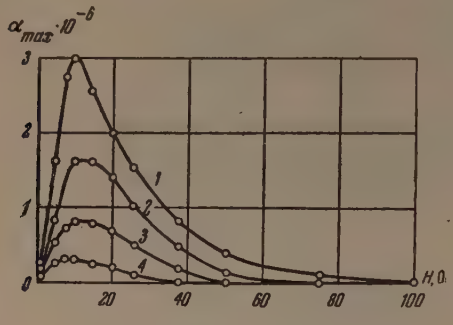


Рис. 7

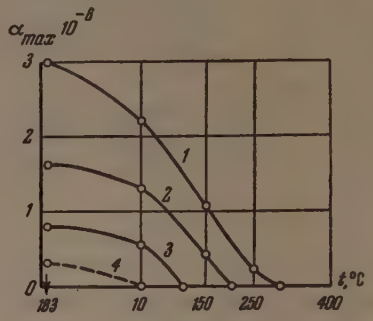


Рис. 8

Рис. 7. Зависимость максимального температурного гистерезиса магнитострикции никеля от поля: *1* — 183÷400°, *2* — 183÷250°, *3* — 183÷150°, *4* — 183÷10°

Рис. 8. Зависимость максимального ТГМ от температуры: *1* — 183÷400°, *2* — 183÷÷250°, *3* — 183÷150°, *4* — 183÷10°

Величина ТГМ и ТГГЭ зависит от исходной температуры нагревания, а также от конечной точки нагревания (точки возврата), если последняя лежит ниже точки Кюри, что наглядно видно из рис. 5 и 6. Мы видим, что с понижением температуры точки возврата величины ТГМ и ТГГЭ убывают.

Из рис. 7 следует, что ТГМ резко возрастает в полях порядка 8—10 Ое, после чего медленно убывает до нуля. Уменьшаются также значения полей, при которых эффект ТГМ исчезает. Аналогичная картина наблюдается и для ТГГЭ.

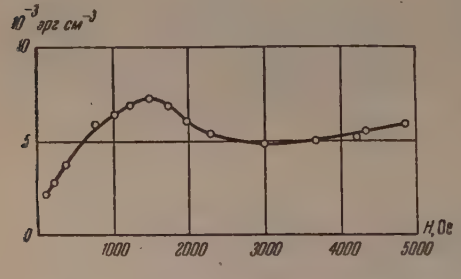


Рис. 10. Потери на гистерезис намагниченности во вращающихся магнитных полях для вальцованного поликристалла никеля при температуре 20°

Установлено, что кривые максимального ТГМ в зависимости от конечной температуры нагревания, но при неизменной исходной температуре, имеют линейный ход в интервале температур выше 10°, что находится в согласии с данными, полученными для ТГГЭ (рис. 8). В области отрицательных температур ход кривых отступает от линейности. Точки пересечения кривых с осью абсцисс дают значения температур, при которых исчезают ТГМ и ТГГЭ.

На рис. 9 в качестве примера представлена магнитограмма с записью кривых изменения магнитострикции и вращающих моментов, действующих на образец при вращении магнитного поля в плоскости вальцовки.

Потери на гистерезис намагниченности за один цикл при перемагничивании во вращающихся магнитных полях, согласно выражению $Q_n = \oint M d\Psi$, вычислялись по площадям между кривыми моментов. Результаты вычислений показывают, что потери на гистерезис намагниченности во

Рис 9. Автоматическая фотозапись кривых изменения: *А* — механических моментов и *Б* — магнитострикции никеля, при прямом и обратном вращении магнитного поля, $H = 4850$ Ое

вращающихся магнитных полях от 1000 до 2500 Ое полностью описываются теорией Акулова [6] и подтверждают экспериментальные данные Баскакова и Брюхатова [7], Сарапкина [8] и других авторов о том, что потери с увеличением напряженности магнитного поля растут до определенного

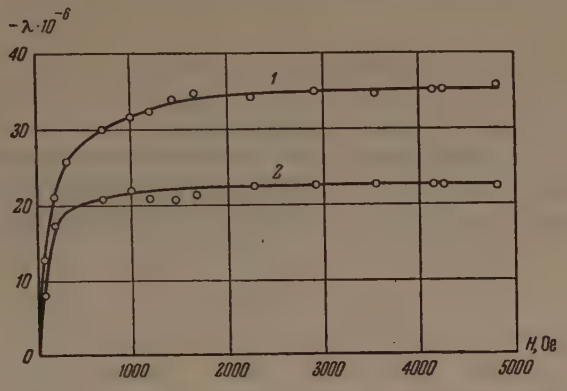


Рис. 11. Магнитострикция (*1*) и гистерезис магнитострикции (*2*) никеля во вращающихся магнитных полях при температуре 20°

предела, после чего начинают падать (рис. 10). Однако полностью потери на гистерезис в сильных полях не исчезают, а даже имеют тенденцию к росту.

Одновременно установлено наличие вращательного гистерезиса магнитострикции (рис. 9).

Анализ магнитограмм магнитострикции показывает, что как магнитострикция, так и ВГМ с ростом поля от 100 до 1000 Ое резко возрастают (рис. 11), а далее с ростом поля ассимптотически приближаются к соответствующим максимальным значениям.

Красноярский гос. педагогический
институт

Цитированная литература

1. Шур Я. С., Дрожжина В. И., ЖЭТФ, **17**, 607 (1947).
2. Шур Я. С., Дрожжина В. И., Изв. АН СССР, Серия физич., **11**, 539 (1947).
3. Шур Я. С., Баранова Н. А., ЖЭТФ, **20**, 183 (1950).
4. Киренский Л. В., Власов А. Я., Изв. АН СССР, Серия физич., **16**, 673 (1952).
5. Киренский Л. В., Ивлев В. Ф., ДАН СССР, **106**, 419 (1956).
6. Акулов Н. С., Уч. зап. МГУ, **2**, 137 (1934); Акулов Н. С., Ферромагнетизм.— ГТТИ, 1939.
7. Баскаков А. А., Брюхатов Н. Л., ЖЭТФ, **9**, 984 (1939).
8. Сарапкин П. С., Изв. АН СССР, Серия физич., **16**, 688 (1952).

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

Т. XXI, № 9 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1957

Н. Л. БРЮХАТОВ

ИССЛЕДОВАНИЕ ПОТЕРЬ НА ГИСТЕРЕЗИС ВО ВРАЩАЮЩИХСЯ МАГНИТНЫХ ПОЛЯХ В МОНОКРИСТАЛЛЕ МАГНЕТИТА ДО И ПОСЛЕ ФАЗОВОГО ПРЕВРАЩЕНИЯ

Введение

После исследований магнитных свойств монокристаллов магнетита, произведенных впервые Вейссом в 1896 г. [1] и приведших к открытию магнитной энергетической анизотропии, появился целый ряд исследований [2—7], обусловивших открытие низкотемпературного фазового превращения в монокристаллах магнетита и установление их кристаллографической структуры [8—16].

Особенное значение имеют работы Нееля [17], который объяснил магнитные свойства магнетита, исходя из представлений об антиферромагнетизме, получивших экспериментальное подтверждение в ряде работ по нейтронографическому анализу ферритов [18—20]. Этими исследованиями подтверждается наличие двух групп магнитных катионов с антипараллельно направленными спинами.

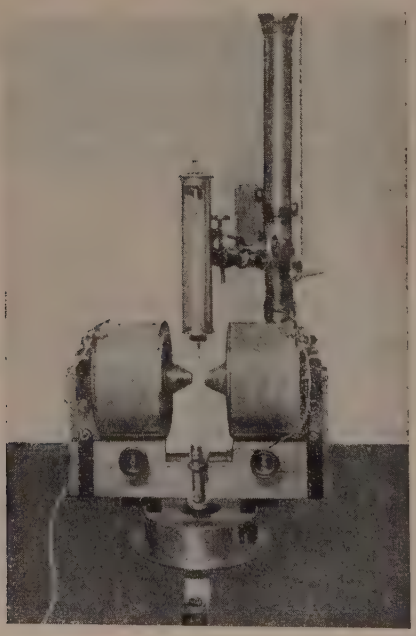


Рис. 1. Магнитный структурный динамометр

Представляется достаточно важным исследовать вопрос о связи этих спинов с решеткой кристалла. Процесс перехода спина из связи с решеткой к связи с внешним магнитным полем можно проследить по развитию потерь на гистерезис во вращающихся магнитных полях [21]. Такие исследования и были проведены в настоящей работе.

Экспериментальная часть

Исследования проводились на монокристалле уральского магнетита, которому была придана форма сферы ϕ 10,4 мм. Обточка кристалла производилась по методу А. В. Шубникова при любезном его содействии.

Методом измерения механических моментов на магнитном структурном динамометре (рис. 1) была исследована магнитная энергетическая анизотропия кристалла и измерены потери на гистерезис во вращающихся магнитных полях. Измерения производились при комнатной температуре и при температуре жидкого азота в магнитных полях от 10 до 10 000 Ое. Кривые механических моментов снимались для плоскости (100). Измерения

показали, что при комнатной температуре монокристалл магнетита имеет осемь направлений легкого намагничивания. Его первая константа магнитной энергетической анизотропии при температуре +15° имеет величину $K_1 = -1{,}4 \cdot 10^5$ эрг см$^{-3}$. Соответствующая кривая механических моментов представлена на рис. 2.

Наблюдения показали, что характер магнитной анизотропии кристалла плоскости (100) не меняется, т. е. ось [110] остается направлением легкого намагничивания, как и при комнатной температуре, если кристалл охлаждать ниже точки фазового превращения в отсутствие внешнего магнитного поля. Характер магнитной анизотропии меняется, если охлаждение производить в сильном магнитном поле. Тогда в кристалле вместо восьми направлений легкого намагничивания возникает лишь одна ось легкого намагничивания. Эта ось устанавливается вдоль одного из ребер кубической решетки ближайшего к направлению наложенного магнитного поля. Эти результаты были получены автором еще в 1950 г. и были представлены в виде тезисов на Совещании по магнетизму в Свердловске в ноябре-декабре 1951 г.

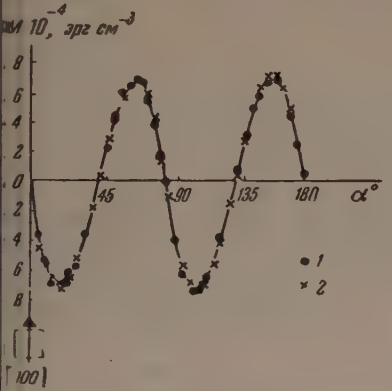


Рис. 2

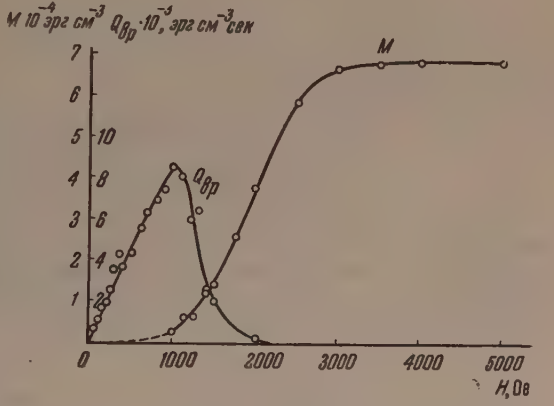


Рис. 3

Рис. 2. Кривая механических моментов в плоскости (100) при t=15° и H =3500 Oe: *1* — прямой ход, *2* — обратный ход

Рис. 3. Ход потерь на гистерезис при комнатной температуре ($Q_{вр}$). Одновременно показано изменение максимального механического момента M с ростом поля

Результаты измерений потерь на гистерезис

Измерения потерь на гистерезис $Q_{вр}$ во вращающемся магнитном поле при комнатной температуре показали, что их ход аналогичен ходу потерь на гистерезис в монокристалле никеля [21]. Они имеют максимум в поле 1000 Oe (8,5 эрг см$^{-3}$) (рис. 3) и обращаются в нуль, начиная с 2000 Oe, когда возникает процесс вращения, что находится в согласии с теорией Акулова [22].

Результаты измерений потерь на гистерезис при температуре жидкого азота

Развитие потерь на гистерезис во вращающемся магнитном поле при температуре ниже температуры фазового превращения в монокристалле магнетита имеет более сложный характер. При охлаждении кристалла вне магнитного поля, когда ось [110] остается направлением легкого намагничивания, потери на гистерезис, весьма сильно возрастая, с усилением магнитного поля, проходят через максимум ($70 \cdot 10^3$ эрг см$^{-3}$) при поле около 1000 Oe, но с дальнейшим усилением магнитного поля в нуль не

обращаются. При поле около 3000 Ое они спадают до $20 \cdot 10^3$ эрг см$^{-3}$, а затем непрерывно растут, достигая в поле 10 000 Ое, огромной величины порядка $476 \cdot 10^3$ эрг см$^{-3}$.

Соответствующие кривые механических моментов, снятые при температуре —195° в различных полях до 10 000 Ое при охлаждении кристалла без магнитного поля, представлены на рис. 4—10. Эти кривые сняты от устойчивого расположения кристалла диагональю грани вдоль

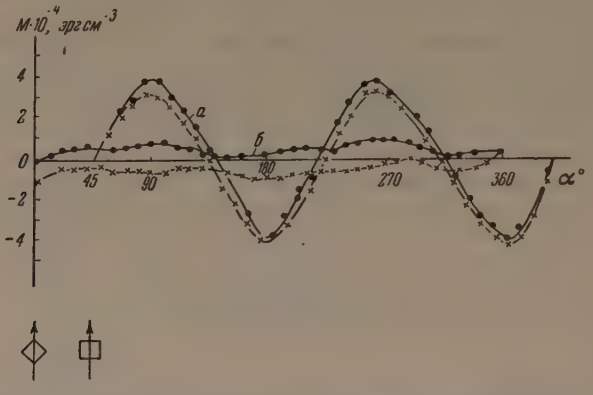


Рис. 4. Кривые механических моментов при t=195° и H=700 Ое : *а* — при охлаждении в магнитном поле, *б* — при охлаждении без магнитного поля

магнитного поля, что соответствует и распределению восьми направлений легкого намагничивания по пространственным диагоналям куба при комнатной температуре. Площади, образуемые кривыми, снятыми при прямом и обратном вращении магнитного поля, дают величину потерь на гистерезис.

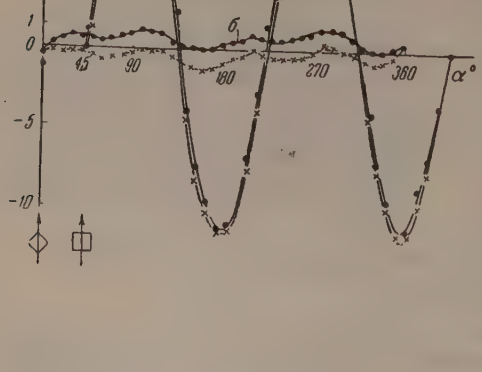


Рис. 5

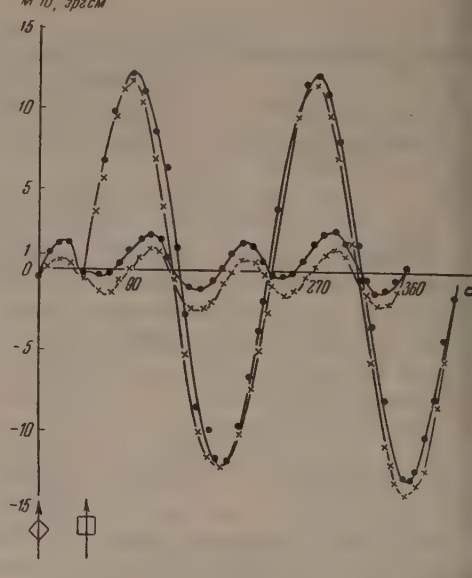


Рис.6

Рис. 5. Кривые механических моментов t=195° и H=1000 Ое. Обозначения те же, что на рис. 4.

Рис. 6. Кривые механических моментов при t=195° и H=1500 Ое. Обозначения те же, что на рис. 4

Изменение этих потерь при изменении магнитного поля представлено на рис. 11 (кривая *а*). Для сравнения на этом же рисунке кривая *в* в том же масштабе представляет потери на гистерезис при комнатной температуре.

Охлаждение кристалла в магнитном поле

Кристалл охлаждался в магнитном поле в 10 000 Ое перед началом каждого измерения. Магнитное поле в 10 000 Ое устанавливалось при комнатной температуре при устойчивом положении кристалла осью [110] по полю. Затем снизу подводился дюаровский сосуд с жидким азотом. При погружении в жидкий азот кристалл резко поворачивался и устанавливался устойчиво ребром куба вдоль направления магнитного поля. Этот поворот кристалла схематически показан на рисунках 4—10. После этого магнитное поле убавлялось до требуемой величины и в этом магнитном поле измерялись кривые механических моментов, представленные на приведенных рисунках. Эти кривые имеют период в 180°, что соответствует превращению кристалла в магнитно-одноосный. Амплитуды этих кривых во много раз превосходят амплитуды кривых моментов, измеренных при охлаждении кристалла без поля.

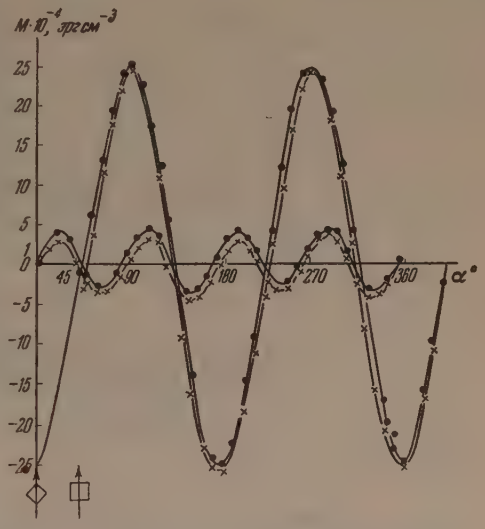


Рис. 7. Кривые механических моментов при $t=-195°$ и $H=2\,000$ Ое. Обозначения те же, что на рис. 4

Как показывают площади между кривыми прямого и обратного хода, потери на гистерезис имеют максимум, измеренный при поле, равном 1500 Ое, и равный $44\cdot10^3$ эрг см$^{-3}$ за цикл. Начиная с 3000 Ое, площади

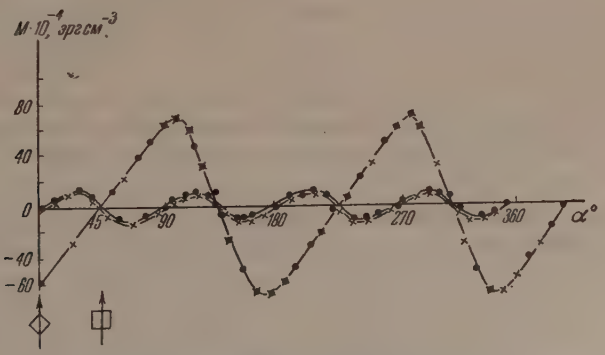


Рис. 8. Кривые механических моментов при $t=-195°$ и $H=3\,000$ Ое. Обозначения те же, что на рис. 4

исчезают, т. е. потери на гистерезис обращаются в нуль. Изменение потерь на гистерезис при изменении магнитного поля представлено на рис. 11 (кривая *б*).

Заключение

Необычное возрастание потерь на гистерезис в сильных вращающихся магнитных полях не может быть объяснено с точки зрения обычных представлений о ферромагнетизме.

Последовательный переход кривых механических моментов в плоскости (100) к форме синусоиды с периодом $\pi/2$ связан с переходом от связи вектора намагничения с кристаллической решеткой к связи его с внешним магнитным полем при усилении последнего. В полях, в которых происходит изменение характера связи спина, потери на гистерезис в монокри-

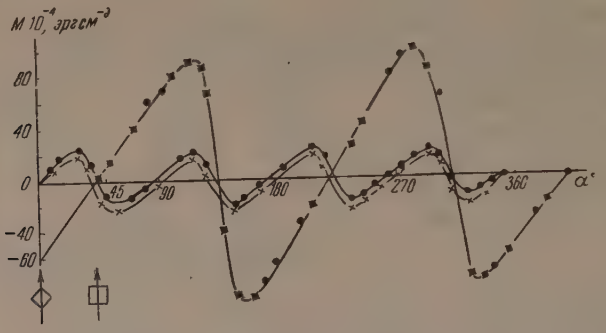


Рис. 9. Кривые механических моментов при $t=-195°$ и $H=6\,000$ Oe. Обозначения те же, что на рис. 4

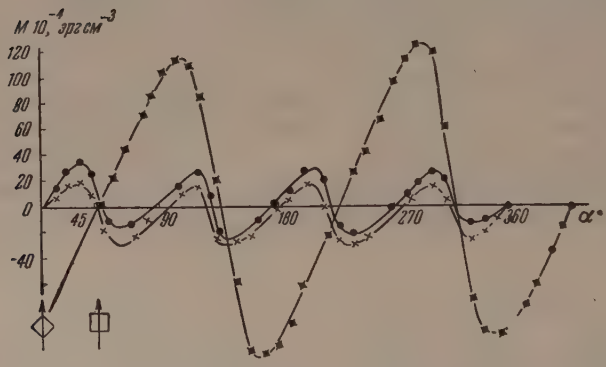


Рис. 10. Кривые механических моментов при $t=-195°$ и $H=10\,000$ Oe. Обозначения те же, что на рис. 4

сталле при перемагничивании его при вращении поля достигают максимума. В полях насыщения, когда спин оказывается всецело связанным с внешним магнитным полем, потери на гистерезис обращаются в нуль. В магнетите Fe^{3+} $(Fe^{3+}\,Fe^{2+})$ O_4^{2-} установлено антипараллельное расположение спинов трехвалентных катионов, расположенных в тетраэдрических промежутках между кислородными ионами, по отношению к спинам двух- и трехвалентных катионов, расположенных в октаэдрических промежутках, чем подтверждается теория Нееля об антиферромагнетизме двух подрешеток [18—20].

Исходя из этих представлений, можно подойти к объяснению роста потерь на гистерезис в сильных магнитных полях в кристалле магнетита, охлажденного без магнитного поля. Под влиянием низкой температуры

происходит перераспределение электронной плотности в решетке без обмена местами самих катионов, в результате чего изменяется не только характер сил связи в решетке, что вызывает нарушение кубической симметрии и переход ее в орторомбическую, но изменяется и сила связи спинов с кристаллической решеткой, т. е. изменяются силы анизотропии. При низких температурах изменение связей с кристаллической решеткой спинов трехвалентных катионов, расположенных в тетраэдральных промежутках, может быть таково, что для этих спинов переход от связи их с решеткой должен только начинаться в том магнитном поле, в котором этот переход уже почти заканчивается для спинов катионов, расположенных в октаэдрических промежутках. Как показывает верхняя кривая на рис. 11, такое развитие имеют потери на гистерезис в магнитных полях порядка около 3000 Oe.

Особый случай представляет собой охлаждение кристалла в сильном

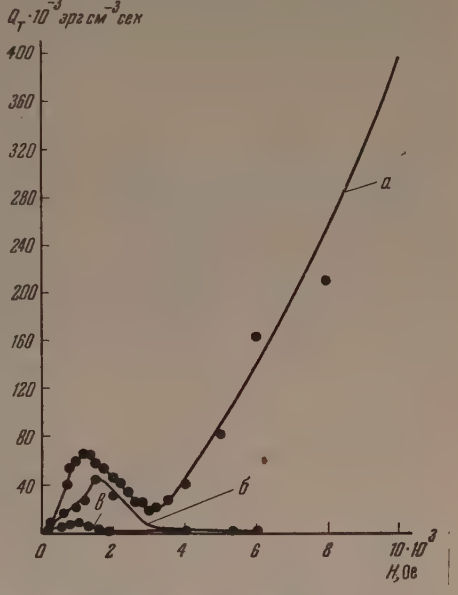


Рис. 11. Ход потерь на гистерезис во вращающихся полях в кристалле магнетита: *а* — ход потерь при $t = -195°$ при охлаждении без магнитного поля, *б* — ход потерь при $t = -195°$ при охлаждении в магнитном поле, *в* — ход потерь при комнатной температуре. Все три кривые для сравнения построены в одном масштабе

магнитном поле. Весьма большое значение механических моментов, как это видно из рис. 4—10, указывает на сильное увеличение нормальной компоненты намагниченности кристалла в тех же полях по сравнению с нормальной компонентой намагниченности, получаемой при охлаждении без магнитного поля. Это увеличение нормальной компоненты намагниченности, о котором можно судить по отношению механических моментов, в полях 6000—10 000 Oe близко подходит к отношению суммы магнитных моментов всех катионов Fe^{2+} и Fe^{3+} 14 μ_B — к магнитному моменту, найденному экспериментально Вейссом и Форрером [2] — 4,08 μ_B.

Исследования температурной зависимости намагниченности при насыщении магнетита [23] указывают на то, что нескомпенсированный антиферромагнетизм, теория которого развита Неелем [17] и который существует в кристаллах магнетита как при комнатной, так и при низких температурах, если охлаждение производится без магнитного поля, должен сохраняться и тогда, когда охлаждение кристалла производится в сильном магнитном поле. Резкое возрастание нормальной компоненты намагниченности в этом случае указывает на то, что при охлаждении в магнитном поле должны резко меняться силы анизотропии в связи с орторомбическим искажением решетки. Полагая, что изменение характера и сил магнитной анизотропии в этом случае таково, что магнитные моменты всех катионов Fe^{2+} и Fe^{3+} могут переходить одновременно к полной связи с достаточно сильным магнитным полем, можно было бы объяснить обращение в нуль потерь на гистерезис во вращающихся магнитных полях, когда глубокое охлаждение производится в непрерывно действующем сильном магнитном поле.

Кафедра физики
Московского института
железнодорожного транспорта

Цитированная литература

1. Weiss P., L'èclair. èlectr., **7**, 487; **8**, 56 (1896); **8**, 105 (1896).
2. Weiss P., Forrer R., Ann. d. Phys., **12**, 279 (1929).
3. Millar R., J. Amer. Chem. Soc., **51**, 215 (1929).
4. Ching Hsien Li, Phys. Rev., **40**, 1002 (1932).
5. Okamura, Sc. Rep. Tôhoku Univers., **21**, 231 (1932).
6. Barth T., Posnjak E., ZS. f. Kristallogr., **82**, 325 (1932).
7. Халлилеев П., Phys. ZS. d. Sowjetun., **7**, 108 (1935).
8. Verwey E., J. of Chem. Phys., *3*, 585 (1935).
9. Verwey E., de-Boer J., Rec. d. trav. Chim. Pays.-Bas, **55**, 531 (1936).
10. Verwey E., Heilmann E., J. of Chem. Phys., **15**, 174 (1947).
11. Verwey E., Haymann P., Romeijn E., J. of Chem. Phys., **15**, 181 (1947).
12. Domenicali C., Phys. Rev., **78**, 458 (1950)
13. Bickford L., Phys. Rev., **78**, 449 (1950).
14. Tombs N., Rooksby H., Acta Crystallogr., **4**, 474 (1951).
15. Williams H., Bozorth R., Rev. of Modern. Phys., **25**, 79 (1953).
16. Williams H., Bozorth R., Goertz M., Phys. Rev., **91**, 1107 (1953).
17. Neel L., Ann. d. Phys., **3**, 137 (1948).
18. Shull C., Wollan E., Strausser W., Phys. Rev., **81**, 483 (1951).
19. Shull C., Phys. Rev., **81**, 626 (1951).
20. Shull C., Wollan E., Kochler W., Phys. Rev., **84**, 912 (1951).
21. Баскаков А., Брюхатов Н., ЖЭТФ, **9**, 984 (1939).
22. Akulov N., Ученые записки МГУ, **2**, 137 (1934).
23. Calchoun B., Phys. Rev., **94**, 1577 (1954).

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

Т. XXI, № 9 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1957

Я. С. ШУР, М. Г. ЛУЖИНСКАЯ и Л. А. ШУБИНА

ВЛИЯНИЕ УПРУГИХ НАПРЯЖЕНИЙ И ТЕРМОМЕХАНИЧЕСКОЙ ОБРАБОТКИ НА МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА ВЫСОКОКОЭРЦИТИВНЫХ СПЛАВОВ

Введение

Согласно современным представлениям, магнитная структура высококоэрцитивных сплавов существенно отличается от магнитной структуры мягких магнитных материалов. Поэтому естественно ожидать, что физические воздействия, изменяющие магнитную структуру ферромагнетиков, могут оказывать принципиально различное влияние на магнитные свойства мягких и высококоэрцитивных ферромагнетиков. До настоящего времени влияние целого ряда воздействий изучалось экспериментально и теоретически только на мягких магнитных материалах. Так, было подробно исследовано влияние односторонних упругих напряжений и термомеханической обработки на магнитные свойства большого числа мягких магнитных материалов [1, 2]. На высококоэрцитивных материалах подобные исследования не проводились. Однако из общих представлений о магнитной структуре высококоэрцитивных сплавов можно предположить, что в некоторых случаях указанные воздействия могут также оказывать существенное влияние на их свойства. Эти соображения послужили основанием для постановки данной работы, посвященной экспериментальному исследованию влияния упругих напряжений (растяжения и кручения), а также термомеханической обработки на магнитные свойства некоторых высококоэрцитивных сплавов. Термомеханическая обработка состояла в наложении растягивающих напряжений на образцы во время отпуска, при котором создается кристаллическая структура, соответствующая высококоэрцитивному состоянию.

1. Исследуемые образцы

При выборе сплавов мы стремились к тому, чтобы исследуемый материал обладал высоким пределом упругости, так как в этом случае можно ожидать наибольшего изменения магнитных свойств под действием напряжений. Кроме того, желательно иметь возможность изготовлять образцы с малым сечением (тонкие проволоки, узкие полоски), чтобы применяемые абсолютные величины нагрузок не были слишком велики. Этим условиям удовлетворяют исследованные нами сплавы систем Fe—Co—V и Fe—Mn. Сплавы Fe-Co-V содержали 8, 12 и 14% V, 52% Co, сплав Fe-Mn—15% Mn. В этих сплавах высококоэрцитивное состояние получается на образцах, которые вначале подвергаются холодной деформации, а затем отпуску при температурах 500—600° [3—5].

Исследуемые образцы имели форму проволок диаметром от 0,1 до 3,0 мм, длиной 50—80 мм. Степень предварительного обжатия, получаемого в процессе холодной протяжки проволок, равнялась 75—98%. Образцы подвергались обычному отпуску при температурах до 700°. При термомеханической обработке, которая производилась в том же интервале температур отпуска, на образцы накладывались растягивающие нагрузки различной величины (до 90 кг мм$^{-2}$). На этих образцах измерялись основ-

ные магнитные характеристики (кривые намагничивания, петли гистерезиса), продольная магнитострикция и электросопротивление; измерялось также влияние упругих напряжений на магнитные свойства образцов. Кроме того, производилось измерение свойств в процессе обычной и термомеханической обработок.

2. Влияние упругих напряжений

На рис. 1 представлено влияние упругих напряжений (σ) на кривые намагничивания образца сплава, содержащего 12% V, 52% Co, 36% Fe (сплав викаллой), диаметром 0,5 мм, отпущенного при температуре 575° в течение часа. Из рисунка видно, что ход кривой намагничивания сильно изменяется под действием упругих напряжений: чем больше растягивающая нагрузка, тем в бо́льших полях начинается крутой рост намагниченности

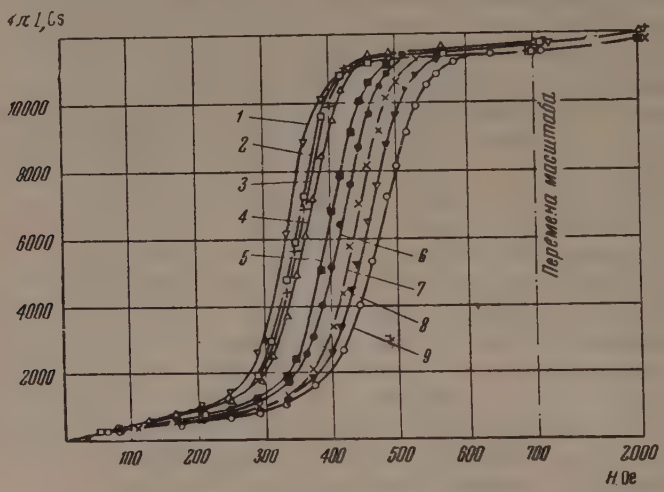


Рис. 1. Влияние упругого растяжения на кривые намагничивания сплава викаллой. Кривые *1*, *2*, *3*, *4*, *5*, *6*, *7*, *8*, *9* измерены соответственно при нагрузках: σ = 0, 10, 21, 32, 42, 53, 64, 74 и 85 кг мм$^{-2}$

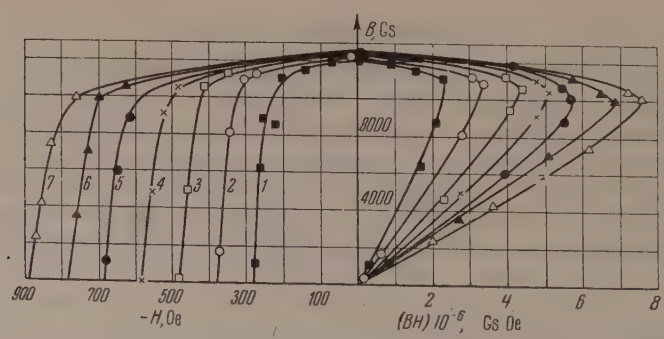


Рис. 2. Изменение размагничивающей ветви петли гистерезиса и кривой магнитной энергии сплава викаллой под влиянием упругого растяжения. Кривые *1*, *2*, *3*, *4*, *5*, *6*, *7* измерены, соответственно, при нагрузках: σ = 0, 51, 101, 152, 203, 254, 305 кг мм$^{-2}$

и, соответственно, достигается насыщение. На рис. 2 показано влияние упругих напряжений на размагничивающую ветвь петли гистерезиса и кривую магнитной энергии образца того же состава диаметром 0,1 мм

упругие напряжения вызывают очень резкое возрастание коэрцитивной илы H_c и максимальной магнитной энергии $(BH)_{max}$, а также увеличение остаточной индукции B_R. Без растягивающей нагрузки этот образец обладал $H_c = 280$ Oe, $B_R = 12000$ Gs, $(BH)_{max} = 2{,}3 \cdot 10^6$ Gs·Oe. В присутствии растягивающей нагрузки, равной 305 кг мм$^{-2}$, этот образец имеет $H_c = 880$ Oe, $B_R = 12500$ Gs, $(BH)_{max} = 7{,}7 \cdot 10^6$ Gs·Oe. Следует отметить, что участок крутого роста на кривых рис. 1 соответствует полям, близким к значениям H_c образца при данной нагрузке. Так, для нерастянутого образца $H_c = 330$ Oe, а для образца в присутствии нагрузки, равной 85 кг мм$^{-2}$, $H_c = 480$ Oe. На рис. 3 приведены размагничивающие ветви петель гистерезиса образца сплава викаллой диаметром 0,3 мм, отпущенного при 550° в течение 30 мин. Кривая *а* была измерена на образце, не подвергнутом действию напряжений, кривая *б* измерена на образце, растянутом с удельной нагрузкой 45 кг мм$^{-2}$, кривая *в* измерена на образце, закрученном на 3,7° на 1 мм длины. Из приведенных кривых следует, что упругая деформация кручением, так же как и растяжение, вызывает возрастание H_c образца. Однако величина B_R при кручении уменьшается, в то время как при растяжении она только возрастает.

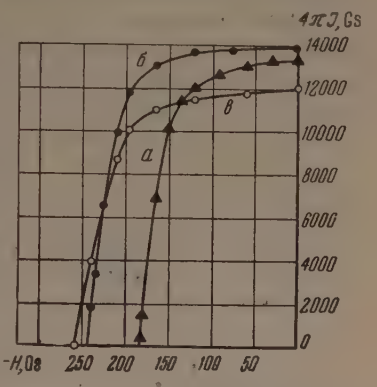


Рис. 3. Размагничивающие ветви петель гистерезиса образца сплава викаллой: *а* — образец не подвергнут напряжениям, *б* — образец растянут с удельной нагрузкой 45 кг мм$^{-2}$, *в* — образец закручен на 3,7° на 1 мм длины

Аналогичные закономерности были получены на образцах других исследованных сплавов.

3. Термомеханическая обработка

На рис. 4 и 5 представлены кривые намагничивания, размагничивающие ветви петель гистерезиса, а также кривые магнитной энергии, измеренные на образцах сплава викаллой диаметром 1,0 мм, отпущенных при температуре 560° в течение 1 часа, причем во время отпуска на образцы накладывались различные растягивающие нагрузки (σ_A). Как видно из рисунков, по мере возрастания нагрузки, накладывавшейся при отпуске, до 30 кг мм$^{-2}$ наблюдается смещение кривых намагничивания в область более высоких полей, значительный рост H_c (от 450 до 570 Oe) и небольшой рост B_R, причем величина $(BH)_{max}$ возрастает от $3{,}1 \cdot 10^6$ до $3{,}8 \cdot 10^6$ Gs·Oe. При дальнейшем возрастании нагрузки до 60 кг мм$^{-2}$ кривые намагничивания становятся более пологими, B_R убывает, $(BH)_{max}$ также уменьшается, рост H_c при 40 кг мм$^{-2}$ прекращается, а при дальнейшем увеличении нагрузок H_c уменьшается. Величина насыщения при увеличении нагрузок до 30 кг мм$^{-2}$ остается неизменной, дальнейшее возрастание нагрузки приводит к снижению величины насыщения.

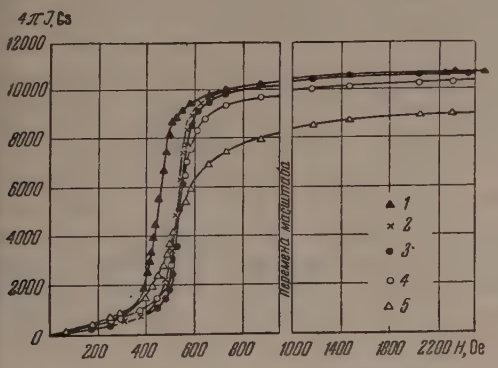


Рис. 4. Влияние термомеханической обработки на кривые намагничивания сплава викаллой при σ_A: *1*—0, *2* — 20, *3* — 30, *4*—40, *5* — 60 кг мм$^{-2}$

На рис. 6 приведена зависимость основных магнитных характеристи тех же образцов от величины нагрузки. Таким образом, эти результат показывают, что магнитные свойства образцов, отпускавшихся при одно и той же температуре, резко различны в зависимости от величины на грузки, накладываемой во время отпуска. Было установлено, что повы шение температуры отпуска приводит к уменьшению величины нагрузки при которой начинается падение насыщения и B_R, а также нагрузки при которой достигается максимальное значение H_c. В таком же направ

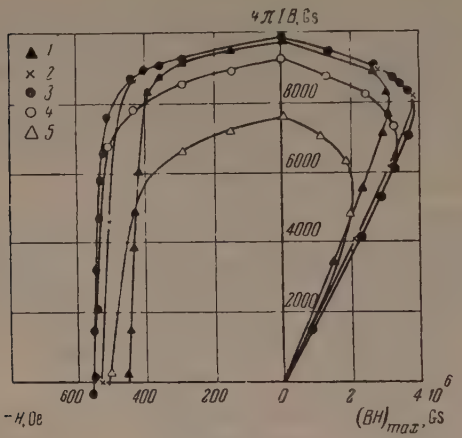


Рис. 5

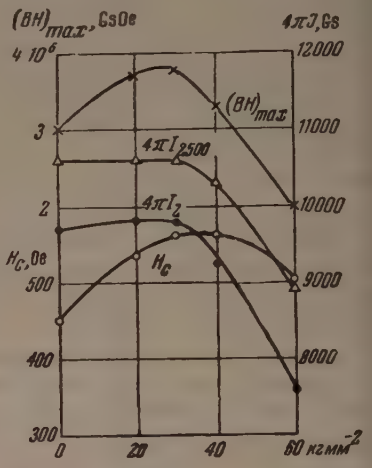


Рис. 6

Рис. 5. Влияние термомеханической обработки на размагничивающие ветви петел гистерезиса и кривые магнитной энергии сплава викаллой (обозначения те же, чт и на рис. 4)

Рис. 6. Влияние термомеханической обработки на основные магнитные характеристи ки сплава викаллой

лении действует увеличение времени выдержки при заданной температур отпуска.

Подобные закономерности были установлены на других исследуемы сплавах. Величина оптимальной нагрузки, температуры и времени вы держки, при которых получаются наибольшие значения H_c и $(BH)_{max}$ различны для сплавов различного состава.

При помощи термомеханической обработки могут быть значительн повышены свойства сплава викаллой. Если после обычной обработк в оптимальном режиме образцы различных диаметров имеют H_c от 40 до 450 Oe и $(BH)_{max}$ от $2 \cdot 10^6$ до $3 \cdot 10^6$ Gs·Oe, то после соответствую щей термомеханической их обработки $H_c = 500 - 550$ Oe, а $(BH)_{max} = 3 - 4 \cdot 10^6$ Gs·Oe. Материал с повышенными свойствами был назва термехвако (термомеханически обработанный ванадиево-кобальтовый сплав Лучшие образцы материала термехвако имеют $(BH)_{max} = 4{,}2 \cdot 10^6$ Gs·O при $H_c = 570$ Oe и $B_R = 10400$ Gs.

4. Обсуждение результатов

Установленные закономерности могут быть объяснены, если принять что изучаемые нами сплавы в магнитно-жестком состоянии обладаю однодоменной структурой, благодаря чему процессы технического нама ничивания осуществляются в основном путем вращения. В этом случа магнитные характеристики будут определяться величиной суммарно магнитной анизотропии.

Под влиянием упругого растяжения или кручения величина суммарной магнитной анизотропии возрастает, что приводит к затруднению процессов технического намагничивания. Благодаря этому с ростом упругого растяжения кривые намагничивания смещаются в область более высоких полей, а также возрастает величина H_c. Исследуемые материалы в высококоэрцитивном состоянии обладают резко выраженной продольной магнитной текстурой, как это видно из отношения J_R/J_s, достигающего 0,9, что, по-видимому, связано с наличием кристаллографической текстуры. Под действием упругого растяжения степень выраженности продольной текстуры возрастает, благодаря чему возрастает величина B_R. В случае кручения возникают напряжения, ориентированные под углом 45° к оси образца, эти напряжения вызывают частичное разрушение продольной магнитной текстуры, поэтому при кручении B_R уменьшается.

Во время термомеханической обработки растягивающие нагрузки оказывают влияние на характер структурных превращений во время отпуска. Малые нагрузки не изменяют фазового состава сплава (величина J_s остается неизменной), однако при этом происходит увеличение H_c, что, по всей вероятности, как и в случае упругих напряжений, связано с возрастанием суммарной магнитной анизотропии сплава. При этих нагрузках также происходит изменение продольной магнитной текстуры, приводящее к возрастанию B_R.

Большие нагрузки оказывают заметное влияние на фазовый состав сплава: происходит дополнительное превращение ферромагнитной фазы в неферромагнитную, сопровождающееся уменьшением насыщения, B_R и H_c.

Заключение

Упругие напряжения и термомеханическая обработка оказывают существенное влияние на магнитные свойства некоторых высококоэрцитивных сплавов. Эти воздействия позволяют значительно повысить величину H_c и $(BH)_{max}$ некоторых сплавов. Так, в сплаве, содержащем 13 % V, 52 % Co и 36 % Fe (викаллой), при помощи термомеханической обработки величина H_c может быть повышена на 25 % и $(BH)_{max}$ — на 40 %. В присутствии растягивающих напряжений H_c и $(BH)_{max}$ викаллоя могут увеличиваться в несколько раз. Полученные закономерности изменения магнитных свойств под действием упругих напряжений и термомеханической обработки объясняются на основе современных представлений об особенностях магнитной структуры высококоэрцитивных сплавов.

Институт физики металлов
УФАН СССР

Цитированная литература

Вонсовский С. В., Шур Я. С., Ферромагнетизм.— Гостехиздат, М., 1948.
Шур Я. С., Изв. АН СССР, Серия физич., **11**, 570 (1947).
Nesbitt E. A., Met. Techn., **13**, 2, TP, 1973 (1946).
Jellinghaus W., Techn. Mitteil. Krupp, Forschungsber., **12**, 257 (1941)
Лившиц Б. Г., Изв. АН СССР, Серия физич., **12**, 116 (1948).

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

Т. XXI, № 9 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1957

И. А. ЛЕДНЕВ и Р. В. ТЕЛЕСНИН

МАГНИТНАЯ ВЯЗКОСТЬ Ni-Zn-ФЕРРИТОВ ПРИ СВОБОДНОМ ИЗМЕНЕНИИ НАМАГНИЧЕННОСТИ

(Краткое содержание доклада)*

Разработана новая методика измерения магнитной вязкости при помощи электронной управляющей схемы и импульсного осциллографа, на экране которого наблюдается кривая э. д. с., вызванной вязким изменением намагниченности. Исследована вязкость серии промышленных Ni-Zn-ферритов в интервале температур от 78° К до точки Кюри. Найдено, что как быстрая, так и медленная части вязкости могут быть описаны видоизменёнными формулами первого правила магнитной вязкости.

Физический факультет
Московского гос. университета
им. М. В. Ломоносова

* Подробная статья опубликована в «Радиотехнике и электронике», 1, 1186 (1956

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

Т. XXI, № 9 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1957

Ю. С. ВАЙЛЬ

О СПАДЕ МАГНИТНОЙ ПРОНИЦАЕМОСТИ В КРЕМНИСТОМ ЖЕЛЕЗЕ

Несмотря на то, что явлению магнитной вязкости посвящено довольно много исследований, нельзя сказать, чтобы природа и закономерности этого явления были в настоящее время ясны. Особенно мало изучен спад обратимой проницаемости: по этому вопросу, кроме полукачественных работ Сноека [1] и Януса и Дрожжиной [2] и недавних работ Фаленбраха [3], по сути дела ничего не опубликовано. Причем в большинстве работ исследование магнитной вязкости производилось в сравнительно узком диапазоне времени, захватывающем один — два порядка, поэтому закономерности изменения проницаемости или индукции со временем не могли быть достаточно отчетливо выявлены.

Нами было предпринято исследование спада обратимой проницаемости в кремнистом железе; особое внимание было уделено тому, чтобы захватить по возможности широкий интервал времен, температур и магнитных полей. Объектом исследования служило кремнистое железо, применяемое для сердечников промышленных трансформаторов. Основная часть опытов была проделана на железе марки ХВП (по старой терминологии — гиперсил), в виде ленты толщиной 0,08 мм; исследовались также обычная кремнистая сталь с 3,5% кремния (толщина 0,35 мм) и армко-железо.

Для того чтобы можно было регистрировать быстро протекающие изменения магнитной проницаемости, применялась следующая методика. На образец наматывалась небольшая катушка, включенная в схему Т-образного моста для измерения индуктивности. Питание моста производилось от звукового генератора через большое сопротивление (100 k Ω), благодаря чему через катушку шел крайне слабый ток; создаваемое им поле было меньше 20 μ Oe и не могло оказывать существенного влияния на магнитное состояние образца. Сигнал на выходе моста усиливался широкополосным линейным усилителем, детектировался германиевым диодом и регистрировался шлейфовым осциллографом. Перед каждым опытом производилась градуировка, позволявшая по отклонению луча осциллографа находить изменение индуктивности катушки, а следовательно, и изменение проницаемости сердечника. Благодаря малости переменного поля, создаваемого катушкой, измеренную таким образом проницаемость можно отождествить с обратимой проницаемостью μ_r.

Указанным способом можно было регистрировать изменения проницаемости, начиная с нескольких миллисекунд после изменения состояния образца, однако мы ограничились измерениями, начиная с 0,1 сек, чтобы полностью устранить влияние вихревых токов и постоянных времени цепей установки. При длительных опытах, когда проницаемость изменялась медленно, осциллограф заменяли микроамперметром и измерения производились обычным нулевым методом.

Как известно, при измерении индуктивности T-образным мостом L находится из соотношения:

$$L = \frac{1}{2G\omega^2}, \qquad (1)$$

где G — эталонная емкость; поэтому точность измерения L зависит в основном от точности измерения частоты.

В нашей установке частота измерялась прямым счетом: с выхода генератора напряжение подавалось на триггерную пересчетную схему с коэффициентом пересчета 1: 64 и выходящие импульсы сосчитывались электромеханическим счетчиком. В результате можно было надежно улавливать изменения проницаемости порядка 0,05%.

Для предохранения от магнитных помех образец окружался двойным кожухом из мягкого железа. Этот же кожух служил оболочкой термостата; точность термостатирования составляла 0,05°.

Намагничивание образца осуществлялось от аккумуляторов. При помощи системы реостатов и переключателей можно было осуществлять самые разнообразные варианты изменения магнитного поля. Кроме того, в части опытов намагничивание производилось при помощи специальной триггерной схемы, позволявшей получать строго прямоугольную «ступеньку» тока с длительностью нарастания не свыше 10 мксек. В условиях наших измерений такой способ не дал какой-либо разницы по сравнению с теми случаями, когда замыкание или размыкание тока производилось обычным рубильником.

Схема большей части опытов была следующей. После того, как образец принял заданную температуру, он намагничивался почти до насыщения (в поле порядка 50 Oe). После некоторой выдержки в таком состоянии поле практически мгновенно изменялось до заданного значения, и образец оказывался в некоторой определенной точке нисходящей петли гистерезиса. Через 0,1 сек после изменения магнитного состояния образца начиналось измерение проницаемости, как описано выше. Часть опытов была поставлена при исходном размагниченном состоянии образца, т. е. при перемещении по основной кривой намагничивания. В этих случаях образец выдерживался в размагниченном состоянии достаточно долго, чтобы все процессы вязкости успели практически закончиться, т. е. от нескольких часов до нескольких суток.

Спад обратимой проницаемости был обнаружен во всех исследованных образцах кремнистого и армко-железа. При этом общий характер явления был сходным в разных образцах, несмотря на довольно большие различия в их магнитных свойствах. Величина спада составляла для разных образцов 20÷70% от стабильного значения проницаемости.

При температурах выше 0° основная часть изменения проницаемости происходит за первые секунды (и даже доли секунды) после изменения внешнего поля. В дальнейшем темп спада проницаемости значительно замедляется, так что практически стабильное состояние устанавливается лишь спустя многие часы или даже сутки.

Зависимость спада обратимой проницаемости от температуры

Хотя зависимость магнитной вязкости от температуры изучалась, пожалуй, наиболее подробно, однако единой точки зрения по этому вопросу нет. Большинство авторов считает, что магнитное последействие сильно зависит от температуры, но имеются и противоположные утверждения [4]. Что же касается спада обратимой проницаемости, то он с этой точки зрения не исследовался.

Проведенные нами исследования в интервале температур —50÷+100° установили очень сильную зависимость дезаккомодации обратимой проницаемости от температуры. Типичный пример полученных результатов приведен на рис. 1. Обращает на себя внимание, что все кривые, относящиеся к различным температурам, могут быть совмещены простым перенесением по оси абсцисс, по которой отложено время в логарифмическом масштабе. Отсюда следует, что скорость спада проницаемости определяется множителем $e^{-T_a/T}$, где T_a — некоторая константа, имеющая смысл температуры активации. Такая же зависимость для скорости изменения остаточной индукции была установлена Рихтером [5].

Неожиданным и обращающим на себя внимание оказалось практически одинаковое значение температуры активации для всех исследованных образцов, несмотря на значительные различия в их химическом составе и магнитных свойствах. Все полученные нами значения температуры активации колеблются в пределах 9 600° ÷ ÷ 10 800° К; подобный разброс лежит в пределах ошибок опыта. Практически то же значение (10 200° К) было получено Рихтером для карбонильного железа.

Интересно, что изменение температуры само по себе без изменения поля может явиться причиной спада проницаемости. Величина и характер эффекта при этом вполне совпадают с изменением проницаемости, наступающим после включения или выключения поля. Это явление может быть легко объяснено при помощи представлений, развитых Шуром и его сотрудниками для объяснения термомагнитного гистерезиса.

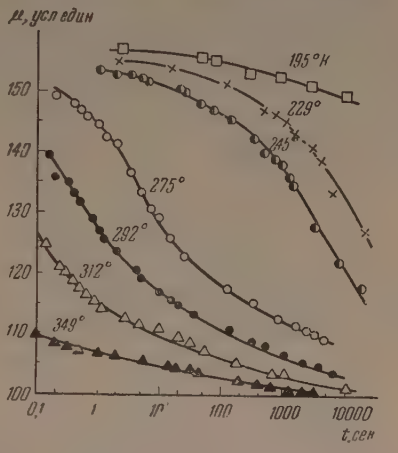


Рис. 1. Спад проницаемости в железе ХВП при различных температурах. После размагничивания образца в момент $t = 0$ включалось поле 0,06 Oe

Влияние напряженности внешнего поля

Влияние напряженности поля на магнитную вязкость исследовалось недостаточно. Большинство авторов ограничиваются указанием, что наибольшей величины последействие достигает в таких полях, в которых максимальна дифференциальная проницаемость. Наиболее подробно этот вопрос был исследован в последнее время Телесниным, который установил так называемое «первое правило магнитной вязкости» [6]. Согласно этому правилу скорость изменения намагниченности всегда обратно пропорциональна дифференциальной проницаемости, или, как формулирует сам Телеснин, время релаксации магнитного последействия пропорционально дифференциальной восприимчивости.

Проведенные нами исследования спада обратимой проницаемости в различных полях показали, что ход изменения проницаемости со временем во всех полях, в общем, одинаков (рис. 2). Изменение проницаемости всегда можно представить формулой:

$$\Delta\mu = a_H f(t), \qquad (2)$$

где $f(t)$ — некоторая функция времени, зависящая только от температуры и свойств образца, но не от величины приложенного магнитного поля, a_H — некоторый коэффициент, зависящий от H. Подобная закономерность выполняется при всех температурах и при всех значениях поля 0÷45 Oe (при более сильных полях измерения не производились). Отсюда следует, что время релаксации для спада обратимой проницаемости одно и то же для всех значений поля, что резко противоречит «первому правилу магнитной вязкости» Телеснина. Поскольку дезаккомодация проницаемости в своей основе имеет, несомненно, ту же природу, что и запаздывающее изменение намагниченности, это ставит под серьезное сомнение справедливость указанного «правила» вообще.

От приложенного поля, таким образом, зависит не время релаксации, а только абсолютная величина спада проницаемости. Эта зависимость, как оказалось, имеет очень простой вид:

$$\Delta\mu = k\mu_\infty^2, \qquad (3)$$

где k — коэффициент, зависящий только от свойств образца. Аналогичная формула была теоретически выведена Неелем [7]. Таким образом можно утверждать, что магнитная вязкость пропорциональна обратимой проницаемости, а не дифференциальной, как считало большинство исследователей.

В описанных выше опытах образец, как было указано, переводился в заданное состояние из состояния, близкого к насыщению. В других случаях исходным состоянием было некоторое промежуточное, характеризующееся значением поля H'.

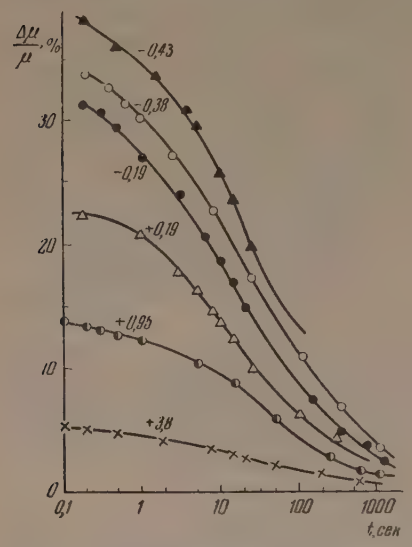


Рис. 2. Спад проницаемости в железе ХВП при различных значениях внешнего поля. В момент $t=0$ поле от значения 45 Ое изменялось до значения, указанного около каждой кривой. Температура 0°

Поскольку магнитная вязкость связана с какими-то процессами, разыгрывающимися в ферромагнетике уже после перехода его в новое состояние намагничения, можно ожидать, что вязкость, измеряемая после какого-нибудь изменения поля, будет определяться только конечным, но не начальным состоянием образца, или, другими словами, не будет зависеть от амплитуды скачка напряженности поля ΔH («второе правило» Телеснина). При значениях ΔH вплоть до 0,02 Ое это правило действительно соблюдается. Если, однако, изменение поля становится меньше 0,02 Ое, абсолютная величина спада проницаемости уменьшается, и при $\Delta H<0{,}002$ Ое последействие исчезает. Относительная скорость уменьшения проницаемости при этом, однако, не изменяется, опять-таки в противоречии с данными Телеснина. Если знак ΔH противоположен предшествовавшему изменению поля, то спад проницаемости прекращается уже при $\Delta H<0{,}006$ Ое. Исчезновение дезаккомодации проницаемости при малых изменениях поля представляется довольно естественным, поскольку в этом случае изменения магнитного состояния носят обратимый характер.

В опытах, проведенных при малых изменениях поля ($0{,}004$ Ое$<\Delta H<0{,}008$ Ое), наблюдалось интересное явление. Уменьшение проницаемости в этих экспериментах, в отличие от всех остальных, колебалось от опыта к опыту иногда в несколько раз. Кроме того, после изменения поля в течение 5—30 сек наблюдались самопроизвольные скачки обратимой проницаемости: проницаемость резко возрастала на 5—15%, а затем уменьшалась аналогично тому, как это происходило сразу же после изменения внешнего поля. В этом случае, по-видимому, изменение энергии за счет изменения поля оказывалось одного порядка величины с энергией стоящих на пути междоменных границ потенциальных барьеров так что создавались благоприятные условия для всевозможных флюктуаций.

Спад проницаемости при наложении и снятии упругих напряжений

Можно ожидать, что наложение напряжений, вызывающее перегруппировку областей самопроизвольной намагниченности, должно сопровождаться последействием. Действительно, наложение или снятие нагруз

ки сопровождалось в образцах кремнистого железа таким же спадом обратимой проницаемости, как и изменение поля. Скорость уменьшения проницаемости и температурная зависимость были в обоих случаях одинаковы, абсолютная же величина эффекта при действии напряжений была примерно вдвое меньше. При этом величина нагрузки не оказывала никакого влияния в пределах 1,2÷0,04 кг мм$^{-2}$; при меньших нагрузках величина эффекта уменьшается, и при нагрузке 0,004 кг мм$^{-2}$ последействие практически исчезает. По-видимому, именно последействием, возникающим при наложении и снятии напряжений, объясняется уменьшение проницаемости, отмечавшееся рядом авторов при сотрясениях или ударах.

Влияние наклепа и термообработки

Многими исследователями отмечалось, что характер обработки ферромагнетика оказывает сильнейшее влияние на магнитное последействие. Особенно резко сказываются пластические деформации: сообщение образцу более или менее значительного наклепа во много раз уменьшает или полностью уничтожает вязкость. Для спада обратимой проницаемости нами были получены такие же результаты; они не сводятся, однако, к этому тривиальному факту. Измерения при разных температурах показали, что, несмотря на большие различия в абсолютной величине эффекта,

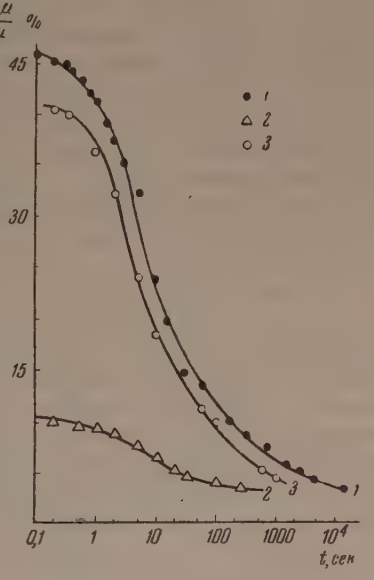


Рис. 3. Влияние наклепа на спад обратимой проницаемости. Образец трансформаторной стали. Наклеп создавался растяжением под нагрузкой около 40 кг мм$^{-2}$: *1* — до наклепа, *2* — после наклепа, *3* — после отжига при 900°. В момент $t = 0$ выключалось поле 57 Oe. Температура 0°

скорость относительного уменьшения проницаемости и температурная зависимость последействия практически одинаковы для деформированных и недеформированных образцов; другими словами, температура активации почти не изменяется после пластической деформации.

Если пластически деформированный образец подвергнуть отжигу, то спад проницаемости вновь увеличится. Сравнение свойств образцов, прошедших различную термообработку, показало, что уже непродолжительный отжиг (1—2 час) при температуре 800° полностью уничтожает влияние наклепа (рис. 3). Дальнейшее нагревание в водороде до 1200—1250° в течение 3—6 час практически не влияло на последействие; спад проницаемости несущественно отличался в образцах, прошедших различную термообработку. Исключением явилось армко-железо, в котором длительный отжиг в водороде приводил к уменьшению последействия.

Обсуждение результатов

Прежде всего, как нам кажется, сам факт наличия значительного (до 70 %!) спада проницаемости в промышленных образцах кремнистого железа должен привлечь к себе внимание с чисто практической точки

зрения. Он может, в частности, существенно искажать результаты измерений обратимой проницаемости, особенно при низких температурах, когда, как упоминалось выше, для достижения стабильного значения проницаемости приходится выжидать многие часы или даже сутки. По-видимому, необходимо считаться со спадом проницаемости и при анализе работы таких приборов, как импульсные трансформаторы и магнитные усилители.

В литературе общепризнанным является мнение о том, что магнитная вязкость относится к числу очень структурночувствительных свойств ферромагнетиков. Наши наблюдения не позволяют согласиться с такой точкой зрения. Абсолютная величина спада проницаемости, действительно, значительно колебалась от образца к образцу, но относительная скорость уменьшения проницаемости (другими словами, время релаксации) и температурная зависимость дезаккомодации (температура активации) оказались удивительно постоянными для всех образцов и практически совпадающими с данными, полученными Рихтером для карбонильного железа. Это заставляет думать, что в основе магнитного последействия лежат процессы, связанные не с состоянием границ областей самопроизвольной намагниченности, а со структурой самой кристаллической решетки железа. Наиболее вероятным с этой точки зрения представляется предположение Нееля [7], согласно которому причиной вязкости является перемещение атомов углерода по междоузлиям решетки железа, сопровождающееся значительным изменением энергии магнитокристаллической анизотропии и, вследствие этого,— всех магнитных свойств. Косвенным подтверждением такого взгляда может быть также отсутствие заметного последействия в никеле и пермаллое, обладающих малой энергией анизотропии.

К этому вопросу можно подойти еще с другой точки зрения. В настоящее время наиболее удовлетворительной теорией магнитного последействия является флюктуационная теория, выдвинутая Стритом и Вулли [8] и Неелем. Правда, предлагаемые ими формулы непосредственно не приложимы для описания наших результатов, но это объясняется, на наш взгляд, слишком грубой предпосылкой, которая кладется указанными авторами в основу вычислений. Они предполагают, что число способных к активации объектов одинаково для любого значения энергии, т. е. что функция распределения объектов по энергиям активации — просто константа. Гораздо естественнее предположить, что энергии активации распределены случайным образом, например по закону Гаусса. Оказывается, что при таком предположении удается с точки зрения флюктуационной теории вполне удовлетворительно описать результаты опытов по измерению спада проницаемости во всем исследованном диапазоне времен и температур, а также и упомянутые выше опыты Рихтера. При этом можно вычислить две представляющие интерес величины: среднюю энергию активации и среднюю частоту флюктуаций. Оказалось, что для всех образцов, независимо от их обработки и магнитных свойств, эти величины практически одинаковы, а именно, порядка $1{,}5 \cdot 10^{12}$ эрг и 10^{13} сек$^{-1}$, соответственно. Эти значения хорошо согласуются с рассмотренным выше предположением Нееля. Наоборот, флюктуации направления вектора самопроизвольной намагниченности или флюктуации поверхностного натяжения границ между доменами привели бы к значительно более низкой характеристической частоте (по оценке Нееля, порядка 10^{10} сек$^{-1}$).

Автор выражает искреннюю признательность Я. С. Шуру, С. В. Вонсовскому и В. И. Дрожжиной за внимание к работе.

Институт экспериментальной медицины
Академии медицинских наук СССР

Цитированная литература

1. Snoek J. L., Physica, **5**, 663 (1938); **6**, 161 (1939).
2. Янус Р. И., Дрожжина В. И., ЖТФ, **9**, 1960 (1939).
3. Fahlenbrach H., Ann. d. Phys., **2**, 355 (1948).
4. Hizimura T., J. phys. soc. Jap., **5**, 358 (1950).
5. Richter G., Ann. d. Phys., **29**, 605 (1937); **32**, 683 (1938).
6. Телеснин Р. В., Уч. зап. МГУ, **162**, кн.VI, 55 (1950); там же сводка предыдущих работ.
7. Néel L., J. Phys. et Rad., **11**, 49 (1950); **12**, 339 (1951).
8. Street R., Woolley J. C., Proc. phys. soc., **61**, 391 (1948); **62A**, 562 (1949); **62B**, 141 (1949).

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

Т. XXI, № 9 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1957

Н. Н. НЕПРИМЕРОВ

НЕКОТОРЫЕ МАГНИТООПТИЧЕСКИЕ ЯВЛЕНИЯ НА МИКРОВОЛНАХ

Микроволновые аналоги магнитооптических явлений начали изучаться наряду с исследованиями магнитного резонансного поглощения, начиная с 1948 г. Вначале было обнаружено вращение плоскости поляризации радиоволн при прохождении через намагниченную среду (эффект Фарадея) [1], затем двойное лучепреломление [2]. В настоящем сообщении будут приведены результаты опытов по измерению вращения плоскости поляризации микроволн ($\nu = 9375$ MHz) при отражении от намагниченной среды (эффект Керра). Характерно, что магнитооптические эффекты на радиоволнах связаны не только с явлением магнитного резонанса, но могут быть обусловлены и другими причинами. Например, эффект Фарадея может быть вызван: 1) магнитно-спиновым резонансом в пара- и ферромагнетиках [3], 2) диамагнитным резонансом в разрядной плазме и твердых полупроводниках [4], 3) переходами между инверсионными энергетическими подуровнями молекул [5], 4) высокочастотным эффектом Холла [6].

В экспериментальном отношении определение гиротропных свойств среды ведется двумя путями: а) исследованием отдельных магнитооптических явлений и установлением связей их с другими параметрами среды [1—6] и б) измерением компонент тензоров магнитной и диэлектрической проницаемостей и расчетом по ним соответствующего эффекта [7].

В одной из своих предыдущих работ [3] автором была описана экспериментальная установка для изучения эффекта Фарадея на микроволнах. Ее блок-схема приведена на рис. 1. Применение измерительных линий *5* вместо согласованных детекторов позволило увеличить чувствительность установки. Высокая чувствительность к углу поворота ($\sim 0{,}1''$) и своеобразное расположение поляризатора, образца и анализатора позволяют использовать установку для исследования других магнитооптических явлений. Легче всего это сделать по отношению к эффекту Керра. Никакой разницы в расположении поляризатора, образца и анализатора при изучении эффектов Фарадея и Керра нет. В том и другом случае образец в виде диска расположен в круглом волноводе перед коротким замыканием. Если глубина проникновения радиоволны в образец будет больше, чем толщина образца, то изучается эффект Фарадея, если, наоборот, глубина скин-слоя намного меньше, чем толщина образца:

$$\delta \ll d, \tag{1}$$

то за вращение будет ответственен эффект Керра.

Для достижения резонансных значений магнитных полей при изучении эффекта Керра был сконструирован специальный электромагнит мощностью в 1,6 kW, создающий в 45-миллиметровом межполюсном зазоре, при диаметре полюсных наконечников 110 мм, однородное магнитное поле напряженностью до 9000 Oe. Почти линейная зависимость поля от намагничивающего тока во всем интервале получаемых полей достигнута в этом электромагните за счет рациональной конструкции панцырного магнитопровода. Разрез центральной части установки совместно с элект-

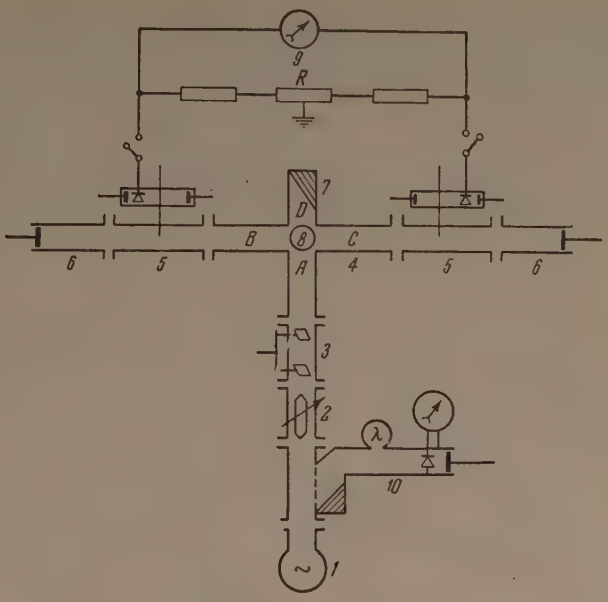


Рис. 1. Принципиальная схема установки: *1* — клистронный генератор, *2* — развязывающий аттенюатор, *3* — согласующее устройство, *4* — турникетное сочленение, *5* — измерительная линия, *6* — короткозамыкающий поршень, *7* — согласованная нагрузка, *8* — образец в круглом волноводе, *9* — измерительный блок, *10* — волномер

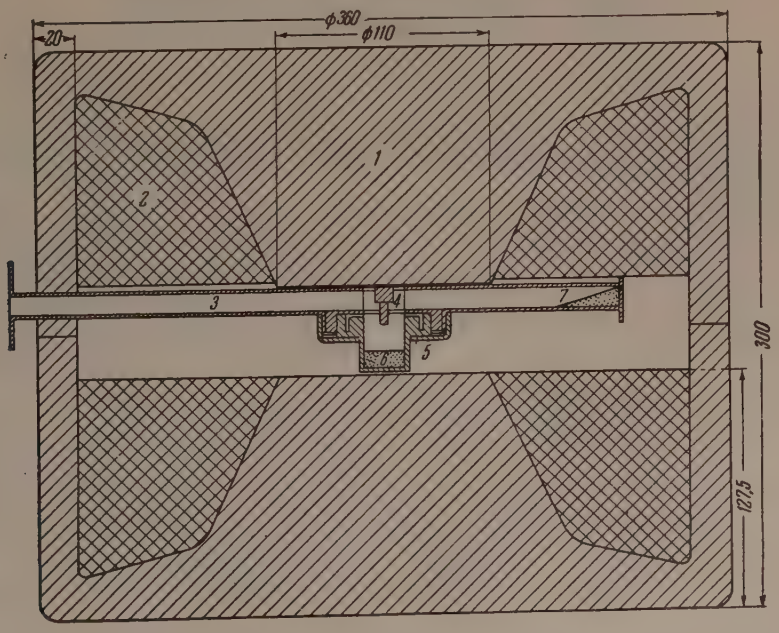


Рис. 2. Разрез центральной части установки вместе с электромагнитом: *1* — ярмо электромагнита, *2* — катушки электромагнита — 2 × 2 000 витков медного провода Ø 2 мм, *3* — подводящий волновод, *4* — согласующий штырь турникетного сочленения, *5* — круглый волновод с дроссельным сочленением и креплением, *6* — образец, *7* — согласованная нагрузка

ромагнитом дан на рис. 2. Из рисунка видно, что внешнее магнитное поле параллельно направлению распространения радиоволн и перпендикулярно отражающей поверхности образца, т. е. выполняется условие так называемого полярного эффекта Керра. Так как этот эффект линеен относительно поля, то снимались кривые вращения при обеих полярностях магнитного поля и за результирующую кривую бралась их полусумма. Эта процедура, как и в эффекте Фарадея [3], исключала возможные ошибки. Чтобы избежать явления гистерезиса в электромагните и образ-

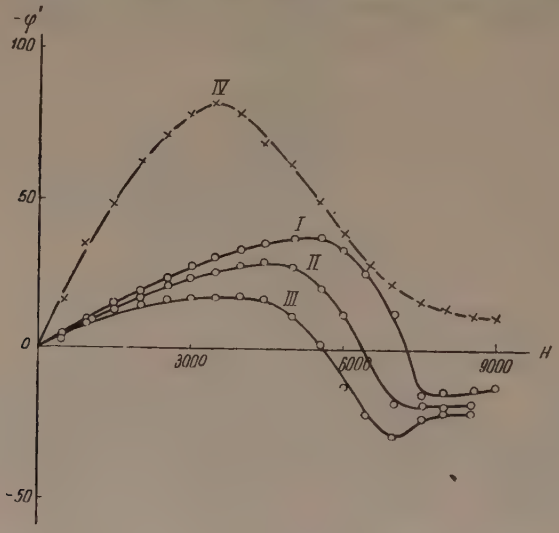


Рис. 3. *I*, *II* и *III* — кривые эффекта Керра для магнетита — соответственно для образцов толщиной: 3,6 мм, 6,2 мм и d=8,4 мм и Ø 23мм, *IV*—кривая эффекта Фарадея для магнетита

це, на постоянное поле было наложено слабое переменное с частотой 50 Hz, так что намагничение в обоих случаях шло по идеальной, или безгистерезисной, кривой.

Ограниченные размеры межполюсного зазора и большое значение одного из размагничивающих факторов при таком расположении поля и образца обусловили выбор магнетита в качестве первого объекта исследования. Обладая электропроводностью и намагниченностью насыщения, промежуточной между металлическими ферромагнетиками и ферритами, он позволяет получить удобные в экспериментальном отношении размагничивающие факторы, толщины образцов и величину эффекта.

Измерения эффекта Керра производились на трех образцах в виде дисков из естественного поликристаллического магнетита. Все они удовлетворяют условию (1), так как для магнетита $\delta = 5 \cdot 10^{-3}$ см. На рис. 3 приведены результаты измерений для всех трех толщин. Сверху расположена кривая эффекта Фарадея для магнетита (*IV*). Изменения в амплитуде кривых керровского вращения можно объяснить влиянием остаточного эффекта Фарадея, появляющегося, видимо, за счет отражения от задней стенки образца, либо от неоднородностей в самой исследуемой среде. Это влияние уменьшается с ростом толщины образца. Возможны также искажения из-за неоднородности размагничивающих факторов образцов, имеющих форму, отличную от эллипсоидов.

Основной, но, как будет показано ниже, не единственной причиной возникновения эффекта Керра на микроволнах является магнитно-спиновый резонанс. Из формы кривой фарадеевского вращения *IV* (рис. 3), не

меняющей во всем интервале магнитных полей своего знака, следует [8], что при данной длине волны произведение частоты на время релаксации для магнетита меньше единицы, т. е. $\omega\tau < 1$. По аналогии с эффектом Фарадея [8] можно предположить, что при $\omega\tau > 1$ форма кривой должна изме-

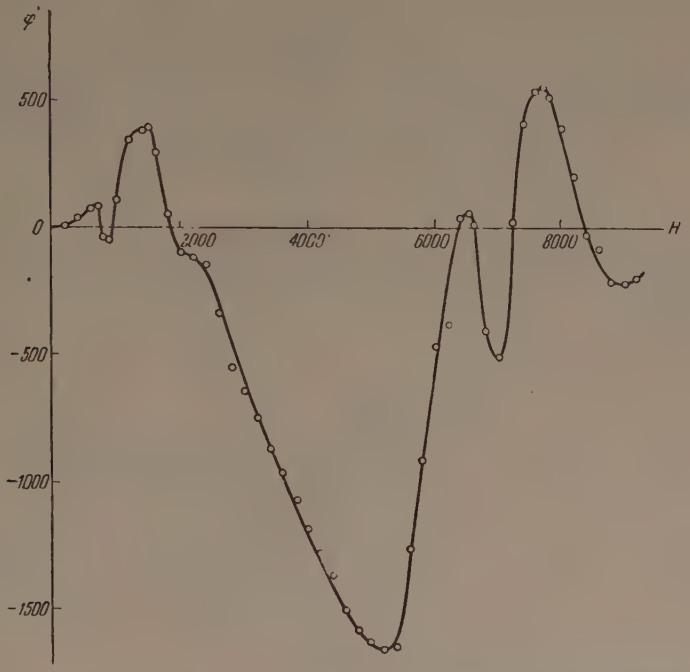


Рис. 4. Кривая эффекта Керра для никель-цинкового феррита. Диаметр образца 23 мм, толщина 16 мм

ниться и иметь более характерный резонансный вид. Для проверки этого положения был изготовлен образец никель-цинкового феррита, электропроводность которого была значительно увеличена за счет многократных высокотемпературных отжигов и доведена до значения порядка $0{,}5\,\Omega^{-1}\cdot см.^{-1}$ Результаты измерений на этом образце приведены на рис. 4. Как видно, и амплитуда, и форма кривой значительно изменились. Возможной причиной появления дополнительных пиков может быть различие в магнитных подрешетках феррита, содержащих различ-

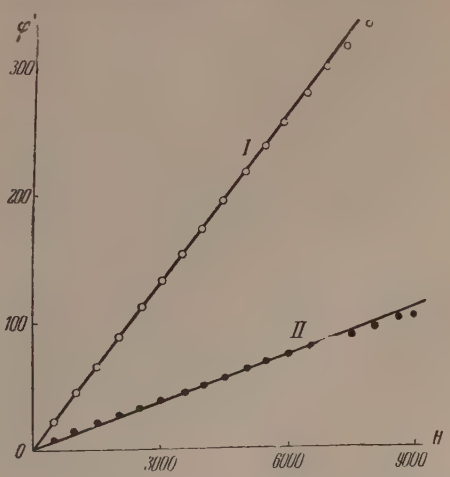


Рис. 5. Кривые зависимости вращения плоскости поляризации от поля для германия: *I* — плоско-параллельная металлическая пластинка $d=0{,}5$ мм, ϕ 23 мм, *II* — взвесь порошка германия в парафине с объемной концентрацией 15%. Размер частиц $r \leqslant 100$ μ

ные магнитные ионы никеля и железа. Но не лишено вероятности и то, что они могут появиться за счет неоднородностей, образовавшихся в образце в процессе высокотемпературных отжигов.

При измерении эффекта Керра, кроме погрешностей, вносимых неполным исключением эффекта Фарадея, возможно еще появление дополнительного вращения плоскости поляризации за счет высокочастотного эффекта Холла [6]. Он также линеен относительно магнитного поля и при коммутации не может быть исключен. Величину его вклада в общее вращение при отражении от намагниченного зеркала пока оценить трудно.

На рис. 5 приведены измеренные на той же установке кривые удельного вращения плоскости поляризации в пластинке германия электронного типа (кривая *I*) и в порошке того же германия, взвешенного в парафине с объемной концентрацией 15 % (кривая *II*). В том и другом случае вращение вызвано исключительно эффектом Холла и, как видно, достигает довольно больших значений.

Более подробные данные по микроволновому аналогу магнитооптического эффекта Керра можно будет получить, после того как будет построена теория этого явления на микроволнах.

Казанский гос. университет
им. В. И. Ульянова-Ленина

Цитированная литература

1. Wilson M. S., Hull G. F., Phys. Rev., **74**, 711 (1948).
2. Weis M. T., Fox A. G., Phys. Rev., **88**, 146 (1952); Battaglia A., Gozzini A., Polacco E., Nuovo Cim., **10**, 1205 (1953).
3. Непримеров Н., ЖЭТФ, **26**, 511 (1954), Изв. АН СССР, Серия физич., **18**, 368 (1954).
4. Goldstein L., Lampert M., Heney J., Phys. Rev. **82**, 956 (1951); Suchl H., Pearson G. L., Phys. Rev., **92**, 858 (1953).
5. Gozzini A., J. Phys. et Rad., **16**, 357 (1955).
6. Wicher E. R., J. Appl. Phys., **22**, 1327 (1951).
7. Trier A., Appl. Sci. Res., **B-3**, 142 (1953).
8. Непримеров Н., Изв. АН СССР, Серия физич., **20**, 1236 (1956); Шекун Л. Я., Изв. АН СССР, Серия физич., **20**, 1262 (1956).

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

XXI, № 9 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1957

Г. С. КРИНЧИК

МАГНИТООПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ФЕРРОМАГНЕТИКОВ В ИНФРАКРАСНОЙ ОБЛАСТИ

Введение

Исследованию магнитооптических свойств ферромагнетиков было освящено очень большое количество экспериментальных работ, результаты которых систематизированы в монографии Шютца [1]. В классической теории, где эти явления рассматриваются путем феноменологического введения тензорной диэлектрической постоянной [2] или магнитной проницаемости [3], была объяснена связь между различными магнитооптическими эффектами, получены обобщенные формулы Френеля для эффекта Керра и некоторые другие зависимости. Имеются работы, в которых эффекты Фарадея и Керра рассматриваются с квантовой точки зрения [4]. Тем не менее вопрос о физической природе магнитооптических явлений в ферромагнетиках нельзя считать окончательно решенным. Это вызвано, по нашему мнению, тем обстоятельством, что экспериментальные исследования магнитооптических эффектов проводились только в видимой части спектра (в отдельных работах до 2—3 μ). Никаких общих выводов о характере зависимости эффектов от длины волны не удалось получить, поскольку фактически измерялись только небольшие отрезки дисперсионных кривых.

В настоящей работе проведено исследование влияния намагниченности на отражение света от ферромагнетика в более широком диапазоне длин волн, чем это делалось до сих пор.

Продвижение в инфракрасную область связано с появлением ряда экспериментальных трудностей.

1. Из-за отказа от визуального метода регистрации интенсивности и перехода на электродатчик начинает сильно сказываться влияние электромагнита на приемное устройство.

2. Из-за сильного поглощения становятся непригодными стеклянные линзы и обычные поляризаторы.

3. Интенсивность источника света резко падает с ростом длины волны.

Снижение влияния первого фактора достигалось тем, что исследовались эффекты, связанные с намагничиванием образцов параллельно поверхности. Это дало возможность уменьшить электромагнит и сечение магнитопровода и свести к минимуму рассеяние магнитного потока. Влияние второго и третьего факторов уменьшилось благодаря тому, что был обнаружен эффект влияния намагниченности на поглощение естественного света ферромагнетиком. Это позволило резко повысить эффективную интенсивность света вследствие отказа от поляризаторов, дополнительных фокусирующих устройств и т. п. В результате удалось провести исследование эффекта в широком интервале длин волн 0,75÷9μ.

1. Постановка эксперимента

В качестве источника инфракрасного света и монохроматора служил инфракрасный спектрометр ИКС-11, приемника радиации — вакуумный термоэлемент. На выход фотоэлектрического усилителя ФЭОУ-15 был

включен гальванометр М-21/4. Общая чувствительность приемной устройства — $7 \cdot 10^{-10}$ W мм$^{-1}$. Электромагнит имел размеры 100 × 100 × 140 мм и позволял намагничивать образец практически до насыщения при 0,1—0,3 А в катушке. Образец из технического железа с полированной поверхностью 30 × 50 мм вставлялся в магнитопровод с сечением 40 × 15 мм. В другом варианте полировалась часть поверхности магнитопровода из того же материала с постоянным сечением 30 × 2 мм. Градуировка спектрографа проводилась на воде, бензоле и полистироле. При измерении меридионального эффекта Керра в качестве поляризаторов использовались селеновые зеркала.

2. Экспериментальные результаты

В Введении уже указывалось, что при исследовании света, отраженного от ферромагнитного зеркала, был обнаружен эффект влияния перемагничивания образца на поглощение естественного, не поляризованного света. Вектор намагничивания был направлен параллельно поверхности образца и перпендикулярно плоскости падения света, угол падения света 45°. На рис. 1 представлена кривая зависимости изменени

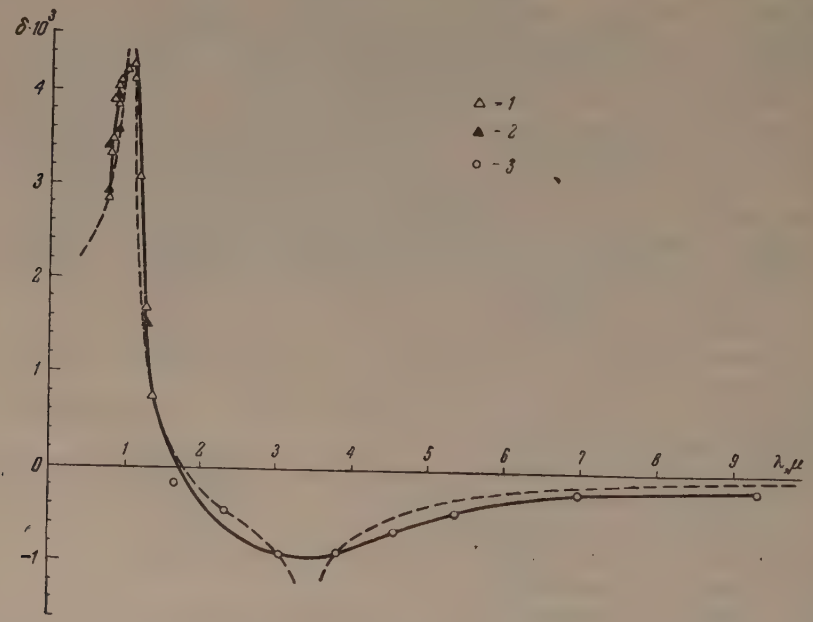


Рис. 1. Изменение интенсивности отраженного света при намагничивании; образец (техническое железо) намагничен до насыщения: *1* — призма — стекло, щель — 2 мм; *2* — призма — стекло, постоянная интенсивность света; *3* — призма — NaCl, постоянная интенсивность света

интенсивности отраженного света при перемагничивании образца от длины волны (по оси ординат отложены уменьшенные вдвое значения этих величин, так как при коммутации изменение намагниченности составляет $2J_s$). Каждая из отложенных точек представляет собой среднее арифметическое из 50 измерений. Средняя относительная ошибка отдельного измерения составляет 15—25 % в средней части кривой и 20—25 % при крайних длинах волн. Большинство точек снято при постоянной ширине щели 2 мм. Часть точек снималась при других условиях с целью проверки ошибок, связанных с резкой зависимостью излучения источника от

длины волны. Для различных длин волн интенсивность излучения уравнивалась изменением ширины щели и измерения проводились в идентичных условиях. Кроме того, наличие максимума эффекта в районе 3—4 μ было проверено на другом образце из того же материала. Результаты измерений представлены на рис. 2. При этом часть точек снималась обычным методом, а часть компенсационным, когда половина света попадала, минуя образец, на второй термоэлемент, включенный навстречу первому, с тем чтобы уменьшить влияние колебаний интенсивности источника излучения. Несколько заниженные значения эффекта на этой кривой объясняются тем, что образец не удалось намагнитить до насыщения без нагревания катушки.

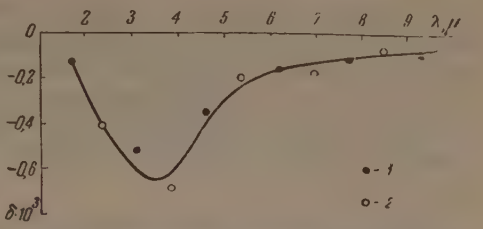


Рис. 2. Изменение интенсивности отраженного света при намагничивании. Образец — техническое железо; насыщение не достигнуто: *1* — призма — NaCl, щель 2 мм; *2* — то же при компенсационном методе

Было также обнаружено, что меридиональный эффект Керра при угле падения света 45° изменяет знак в той же области длин волн. Более подробных измерений этого эффекта надежно не удалось провести, так как интенсивность света уменьшилась более чем в 20 раз по сравнению с предыдущим случаем.

Знаки эффекта влияния намагниченности на поглощение света (рис. 1 и 2) выбраны так, что знак положителен, когда при правовинтовой системе векторов $(\overline{IBA})$ поглощение света меньше, чем при левовинтовой ($\overline{A}$ и $\overline{B}$ — векторы падающей и отраженной волн).

3. Обсуждение результатов

Обнаруженный эффект влияния намагниченности на поглощение света является, по всей вероятности, следствием экваториального эффекта Керра. Из обобщенных формул Френеля для ферромагнетиков видно [2, 3], что если ферромагнитное зеркало намагничено перпендикулярно плоскости падения света, то коэффициент отражения для компоненты света, поляризованной параллельно J_s, не зависит от намагниченности, а компоненты, поляризованной перпендикулярно J_s, — зависит. Отсюда следует, что этот эффект не равен нулю в случае естественного света. Это предположение подтвердилось при проверке: эффект изменения поглощения не удалось обнаружить при поляризации света селеновым зеркалом в одной плоскости, и он появлялся при поляризации света в перпендикулярной плоскости. Эффект также оказался равным нулю в случае, когда вектор намагничивания лежал в плоскости падения света. Экваториальный эффект Керра пропорционален магнитооптическому параметру так же, как полярный и меридиональный эффекты Керра и эффект Фарадея; поэтому, исследуя влияние намагниченности на поглощение света в ферромагнетиках, мы можем установить общие закономерности для всех магнитооптических явлений.

Кривая дисперсии магнитооптического эффекта, представленная на рис. 1, имеет вид размытой резонансной кривой. Характер ее определяется, по-видимому, частотной зависимостью магнитооптического параметра, поскольку дисперсионные кривые оптических характеристик металла имеют в этом диапазоне частот значительно более простой вид. Следует поэтому считать, что в данном случае наблюдается своеобразное явление, которое можно назвать магнитооптическим резонансом. Из самых общих соображений можно предположить следующий простейший

вид для резонансной зависимости эффекта при условии, что декремент затухания равен нулю:

$$\delta = \frac{\delta_0}{\lambda_0^2 - \lambda^2}. \qquad (1)$$

Значение резонансной длины волны λ_0 определяется разностью энергий состояний, между которыми совершается переход под действием падающего света. Размытость резонансной кривой свидетельствует о том, что λ_0 имеет не одно фиксированное значение, а распределено в некотором интервале $\lambda_1 \div \lambda_2$. Полагая, что осуществляется простейший случай равномерного распределения длин волн в этом интервале, находим следующую формулу для δ:

$$\delta = \frac{\delta_0}{\lambda_2 - \lambda_1} \int_{\lambda_2}^{\lambda_1} \frac{d\lambda}{\lambda_0^2 - \lambda^2} = \frac{\delta_0}{2(\lambda_2 - \lambda_1)\lambda} \left(\ln \frac{\lambda + \lambda_1}{|\lambda - \lambda_1|} - \ln \frac{\lambda + \lambda_2}{|\lambda - \lambda_2|} \right). \qquad (2)$$

На рис. 1 пунктиром представлена кривая, рассчитанная по формуле (2) при $\lambda_1 = 1\,\mu$ и $\lambda_2 = 3{,}5\,\mu$. Значения этих длин волн по порядку величины соответствуют энергиям электронных переходов (1,2 и 0,4 eV соответственно). Для того чтобы проверить справедливость высказанных соображений и сделать более определенные выводы о характере энергетических переходов, приводящих к появлению эффекта, необходимо провести аналогичные измерения на различных ферромагнетиках в различных условиях. Такие измерения проводятся нами совместно с Р. Д. Нуралиевой и В. И. Рябченко, результаты будут опубликованы в виде отдельной статьи.

Физический факультет
Московского гос. университета
им. М. В. Ломоносова

Цитированная литература

1. Schütz W., Magnetooptik, Handb. d. exsp. Phys., **16** (1936).
2. Соколов А. В., УФН, **50**, 161 (1953).
3. Кринчик Г. С., Вестник МГУ, **12**, 61 (1955).
4. Hulme H. R., Proc. Roy. Soc., **85**, 237 (1932); Вонсовский С. В., Соколов А. В., ЖЭТФ, **19**, 703 (1948); Argyres P. N., Phys. Rev., **97**, 334 (1955).

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

Т. XXI, № 9 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1957

Г. В. СКРОЦКИЙ и В. Ф. ЗАХАРЧЕНКО

К ТЕОРИИ ЭФФЕКТОВ КЕРРА И ФАРАДЕЯ НА РАДИОЧАСТОТАХ

Линейно-поляризованная электромагнитная волна при распространении в магнитно-гиротропной среде распадается на две парциальные, циркулярно-поляризованные в противоположные стороны волны, которые неодинаковым образом поглощаются и обладают различными фазовыми скоростями. Это приводит к тому, что результирующая волна после прохождения слоя магнетика или при отражении от его поверхности становится поляризованной по эллипсу. Ориентация эллипса поляризации и отношение его полуосей определяют микроструктуру волны.

Таким образом, при изучении распространения электромагнитных волн в магнитно-гиротропных средах возникают две задачи.

Первая задача состоит в определении микроструктуры волны после того, как она пройдет слой вещества (эффект Фарадея). Во второй задаче изучается микроструктура отраженной от поверхности магнетика волны (эффект Керра). Количественной мерой обоих эффектов является угол, образованный большой полуосью эллипса поляризации с направлением плоскости поляризации первоначальной волны.

Оба явления наблюдаются как в оптической области спектра, так и в области радиочастот. Величиной эффектов можно управлять, изменяя напряженность магнитного поля $\mathbf{H}_0^e$, в котором находится образец. Для ферромагнитных веществ эффект значительно больше, чем для парамагнетиков.

Частота прецессии магнитных моментов зависит от величины поля $\mathbf{H}_0$ в образце и для полей порядка 10^3 Ое лежит в области сантиметровых волн (СВЧ).

Явлению Фарадея на СВЧ посвящено большое количество экспериментальных и теоретических работ. Явление Керра в этой области частот почти не изучено.

1. В магнитно-гиротропных средах вектор магнитной индукции $\mathbf{b}$ электромагнитной волны связан с напряженностью поля этой волны $\mathbf{h} = \mathbf{h}_0 \exp(j\omega t)$ соотношением

$$\mathbf{b} = \mu \mathbf{h} + j[\vec{\Gamma}, \mathbf{h}], \qquad (1)$$

где μ — комплексная проницаемость, а $\vec{\Gamma}$ — комплексный вектор гирации:

$$\mu = \mu' - j\mu'', \qquad \vec{\Gamma} = \vec{\Gamma}' - j\vec{\Gamma}''. \qquad (2)$$

Если к этим выражениям добавить еще соотношения между вектором индукции $\mathbf{d}$ и напряженностью электрического поля волны $\mathbf{e}$:

$$\mathbf{d} = \varepsilon \mathbf{e}; \quad \varepsilon = \varepsilon' - j\varepsilon'', \qquad (3)$$

то все соотношения, определяющие величину эффектов Фарадея и Керра, могут быть найдены путем решения уравнений Максвелла для среды при заданных граничных условиях.

В случае электропроводящих сред в мнимую часть ε следует включить величину $4\pi\sigma/\omega$.

Для плоской волны частоты $\omega = ck$ из уравнений Максвелла легко получается соотношение

$$b = \frac{\mathfrak{N}^2}{\varepsilon}\{\mathbf{h} - \vec{\nu}(\vec{\nu}, \mathbf{h})\}, \tag{4}$$

в котором

$$\vec{\nu} = \frac{\mathbf{k}}{k}; \quad \mathfrak{N} = \frac{c}{v}. \tag{5}$$

Сравнивая (4) и (1), получаем уравнения для $\mathbf{h}$, условия совместности которых определяют возможные значения $\mathfrak{N}$. В наиболее интересном случае, когда волна распространяется в направлении вектора гирации $\vec{\Gamma}$, т. е. $\vec{\nu}$ параллельно $\vec{\Gamma}$, имеем

$$\mathfrak{N}_{\pm}^2 = \varepsilon(\mu \pm \Gamma). \tag{6}$$

Значениям $\mathfrak{N}_+$ и $\mathfrak{N}_-$ соответствуют волны, поляризованные по левому и правому кругам.

Разделяя величины $\mathfrak{N}_{\pm}$ на вещественную и мнимую части,

$$\mathfrak{N}_{\pm} = n_{\pm} \mp j\varkappa_{\pm}, \tag{7}$$

найдем, согласно (2) и (3),

$$n_{\pm}^2 = \frac{1}{2}\{\varepsilon'(\mu' \pm \Gamma') - \varepsilon''(\mu'' \pm \Gamma'') + \sqrt{(\varepsilon'^2 + \varepsilon''^2)[(\mu' \pm \Gamma')^2 + (\mu'' \pm \Gamma'')^2]}\} \tag{8}$$

и

$$\varkappa_{\pm}^2 = \frac{1}{2}\{-\varepsilon'(\mu' \pm \Gamma') + \varepsilon''(\mu'' \pm \Gamma'') + \sqrt{(\varepsilon'^2 + \varepsilon''^2)[(\mu' \pm \Gamma')^2 + (\mu'' \pm \Gamma'')^2]}. \tag{9}$$

Коэффициенты преломления $n_{\pm}$ определяют фазовые скорости поляризованных по правому и левому кругам электромагнитных волн, а $\varkappa_{\pm}$ — коэффициенты затухания этих волн.

2. При распространении электромагнитной волны в неограниченной однородной среде в направлении, параллельном вектору $\vec{\Gamma}$, эллипс поляризации монотонно поворачивается. Угол поворота ϑ_Φ эллипса на единицу длины проходимого волной пути [1]

$$\vartheta_\Phi = \frac{\omega}{c} \cdot \frac{n_+ - n_-}{2}. \tag{10}$$

В более сложном случае, например при прохождении волны через конечный слой вещества, необходимо учитывать условия на границах слоя, так как длины электромагнитных волн СВЧ обычно соизмеримы с толщиной слоя [2].

При отражении электромагнитной волны от плоского намагниченного образца следует различать случаи нормального и экваториального эффектов. В случае нормального эффекта Керра плоская линейно-поляризованная волна падает на поверхность магнетика в направлении, параллельном вектору $\vec{\Gamma} = \Gamma_z$.

Раскладывая падающую волну на две круговые и удовлетворяя граничным условиям на поверхности магнетика для составляющих отраженной волны, получим

$$h_x^r = R_1 \exp(j\psi_1), \quad h_y^r = R_2 \exp(j\psi_2), \tag{11}$$

где

$$R_1 = \frac{(\varepsilon'^2 - \varepsilon''^2 - n_+n_- - \varkappa_+\varkappa_-)^2 + (n_+\varkappa_- - \varkappa_+n_- + 2\varepsilon'\varepsilon'')^2}{[(\varepsilon' + n_+)^2 + (\varepsilon'' + \varkappa_+)^2]\,[(\varepsilon' + n_-)^2 + (\varepsilon'' - \varkappa_-)^2]} \tag{12}$$

$$R_2 = \frac{(\varepsilon'^2 + \varepsilon''^2)\,[(n_- - n_+)^2 + (\varkappa_- + \varkappa_+)^2]}{[(\varepsilon' + n_+)^2 + (\varepsilon'' + \varkappa_+)^2]\,[(\varepsilon' + n_-)^2 + (\varepsilon'' - \varkappa_-)^2]}. \tag{13}$$

Отраженная волна поляризована по эллипсу, большая полуось которого повернута по отношению к плоскости поляризации падающей волны на угол $\vartheta_к$, определяемый уравнением [3]:

$$\operatorname{tg} 2\vartheta_к = \frac{2R_1R_2}{R_1^2 - R_2^2} \cos(\psi_1 - \psi_2). \tag{14}$$

Отношение полуосей эллипса поляризации отраженной волны находится из условия:

$$\left(\frac{b}{a}\right)^2 = \frac{R_2^2 - R_1^2 \operatorname{tg}^2 \vartheta_к}{R_1^2 - R_2^2 \operatorname{tg}^2 \vartheta_к}. \tag{15}$$

Сравнивая выражения для R_2 и R_1, замечаем, что $R_2 \ll R_1$, а потому, согласно (12) и (13)

$$\vartheta_к = \frac{A\,[\varepsilon''(n_- - n_+) - \varepsilon'(\varkappa_- + \varkappa_+)] - B\,[\varepsilon'(n_- - n_+) + \varepsilon''(\varkappa_- + \varkappa_+)]}{A^2 + B^2} \tag{16}$$

и

$$\frac{b}{a} = \frac{A\,[\varepsilon'(n_- - n_+) + \varepsilon''(\varkappa_- + \varkappa_+)] + B\,[\varepsilon''(n_- - n_+) - \varepsilon'(\varkappa_- + \varkappa_+)]}{A^2 + B^2}, \tag{17}$$

где

$$A = n_+n_- + \varkappa_+\varkappa_- - \varepsilon'^2 + \varepsilon''^2 \tag{18}$$

и

$$B = \varkappa_+n_- - n_+\varkappa_- - 2\varepsilon'\varepsilon''. \tag{19}$$

Выражения для углов поворота эллипса поляризации являются функциями параметров ε, μ и Γ.

3. Величины ε, μ и Γ, вообще говоря, являются функциями частоты поля радиоволны. Комплексная проницаемость μ в области СВЧ является очень медленно изменяющейся монотонной функцией частоты. Дисперсионные формулы для μ и Γ могут быть найдены на основании той или иной модели магнетика.

В случае парамагнитных веществ, за магнитные свойства которых ответственна одна спин-система, изменение поперечной части высокочастотной намагниченности (m_x, m_y) со временем

$$\mathbf{m} = \frac{\mathbf{b} - \mathbf{h}}{4\pi} \tag{20}$$

определяется уравнением [4]:

$$\dot{\mathbf{m}} + \frac{\mathbf{m}}{\tau} = \frac{\chi_0}{\tau}\mathbf{h} + \gamma[\mathbf{M}, \mathbf{H}], \tag{21}$$

где $\mathbf{M} = \mathbf{M}_0 + \mathbf{m}$, $\mathbf{M}_0 = \chi_0 \mathbf{H}_0$, τ — время внутриспиновой релаксации, а $\mathbf{H} = \mathbf{H}_0 + \mathbf{h}$.

Решение этого уравнения имеет вид

$$\mathbf{m} = \chi\mathbf{h} + j[\mathbf{g}, \mathbf{h}], \tag{22}$$

где

$$\chi = \chi_0 \frac{1 + j\omega\tau + \omega_1^2\tau^2}{(1 + j\omega\tau)^2 + \omega_1^2\tau^2}, \tag{23}$$

а

$$g = \chi_0 \frac{\gamma\omega\tau^2}{(1+j\omega\tau)^2+\omega_1^2\tau^2} H_0; \tag{2}$$

здесь

$$\omega_1 = |\gamma| H_0. \tag{2}$$

Величины μ и Γ связаны с χ и g соотношениями

$$\mu = 1 + 4\pi\chi; \quad \Gamma = 4\pi g. \tag{2}$$

Теперь

$$\mu' - 1 = 4\pi\chi_0 \frac{(1+\tau^2\omega_1^2)^2 + (1-\tau^2\omega^2)\tau^2\omega^2}{[1+\tau^2(\omega_1^2-\omega^2)]^2 + 4\tau^2\omega^2}, \tag{27}$$

$$\mu'' = 4\pi\chi_0 \frac{[1+\tau^2(\omega_1^2+\omega^2)]\tau\omega}{[1+\tau^2(\omega_1^2-\omega^2)]^2 + 4\tau^2\omega^2}, \tag{28}$$

$$\Gamma' = 4\pi\chi_0 \frac{[1+\tau^2(\omega_1^2-\omega^2)]\gamma\tau\omega}{[1+\tau^2(\omega_1^2-\omega^2)]^2 + 4\tau^2\omega^2} H_0; \tag{29}$$

$$\Gamma'' = 4\pi\chi_0 \frac{2\gamma\tau^3\omega^2}{[1+\tau^2(\omega_1^2-\omega^2)^2 + 4\pi^2\omega^2} H_0. \tag{30}$$

Для ферромагнитных веществ изменение поперечной части намагниченности со временем также определяется уравнением (21). Поэтому приведенные выше формулы (27) — (30) применимы также и в этом случае.

Несколько сложнее обстоит дело в случае экваториального эффекта Керра, когда направление распространения падающей волны перпендикулярно вектору гирации. В этом случае необходимо знание не только поперечных составляющих намагниченности m_x и m_y, но и z-составляющей m_z, которая определяется более сложным уравнением.

При проведении экспериментов по наблюдению эффектов Фарадея и Керра на СВЧ измерения производят, изменяя постоянное поле H_0 при неизменной частоте. Поэтому частотная зависимость ε и σ здесь несущественна. Величины ε и σ мы предполагаем независящими от напряженности магнитного поля.

Решения для μ и Γ имеют особенности вблизи частоты ω_0. Вводя обозначения:

$$\omega_0^2 = \omega_1^2 + \frac{1}{\tau^2}, \quad \xi = \frac{\omega_0 - \omega}{\omega}, \quad \eta = \frac{1}{\omega\tau}, \tag{31}$$

и полагая $\omega_0 + \omega \approx 2\omega$ для частот, близких к ω_0, получим из (10), (8) и выражений (27) — (30)

$$\vartheta_\Phi = \frac{\omega}{2c}\sqrt{\varepsilon'}\{\sqrt{2A_0} - \sqrt{\pi\chi_0}\}\sqrt{\frac{\omega\tau|\xi|}{1+\omega^2\tau^2\xi^2}}, \tag{32}$$

где

$$A_0 = 2\pi\gamma\tau M_0.$$

Характер зависимости угла поворота эллипса поляризации от величины ξ изображен на рис. 1.

В случае нормального эффекта Керра находим

$$2\sqrt{\frac{2\pi\sigma}{\omega}}\vartheta_к = \sqrt{\mu' - \Gamma'} - \sqrt{-(\mu'' + \Gamma'') + \sqrt{(\mu' + \Gamma')^2 + (\mu'' + \Gamma'')^2}}, \tag{33}$$

а также

$$2\sqrt{\frac{2\pi\sigma}{\omega}}\cdot\frac{b}{a} = \sqrt{\mu' - \Gamma'} + \sqrt{(\mu'' + \Gamma'') + \sqrt{(\mu' + \Gamma')^2 + (\mu'' + \Gamma'')^2}}. \tag{34}$$

Для парамагнитных веществ углы $\vartheta_к$ вблизи резонанса, даже при благоприятных обстоятельствах, не превышают нескольких угловых минут. Для ферромагнитных веществ, при условии хорошей электропроводности, в слабых полях $\vartheta_к$ может достигать нескольких десятых долей радиана.

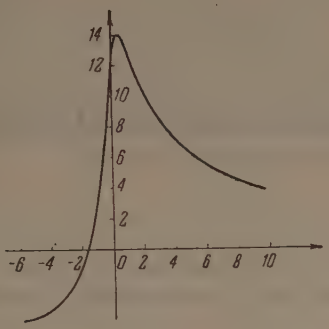


Рис. 1. Зависимость $\frac{100\,\vartheta_ф}{\sqrt{A_0\varepsilon'}}$ от переменной ξ

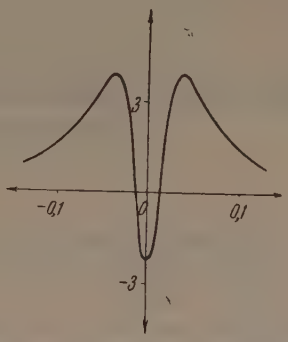


Рис. 2. Зависимость $2\sqrt{\frac{2\pi\sigma}{\omega}}\,\vartheta_к$ от переменной ξ

Зависимость $\vartheta_к$ от переменной ξ изображена на рис. 2. Кривая оказывается симметричной и по обе стороны от значения $\omega_0 = \omega$ изменяет знак. Форма кривой зависимости $\vartheta_к$ от ξ сильно зависит от времени релаксации. Для ферромагнитных веществ с большим временем релаксации имеет место резко выраженный резонанс угла поворота эллипса поляризации. В случае малых времен релаксации ($10^{-8} — 10^{-10}$ сек) резонансный характер явления выражен значительно слабее.

4. Положенное в основу расчета обоих эффектов уравнение (21) для многих специальных типов магнетиков является недостаточным и не может описать особенностей их поведения в перпендикулярных полях. Так, например, для веществ типа ферритов, за намагниченность которых ответственны две сильно взаимодействующие системы спинов, уравнение (21) не пригодно. Аналогичным образом обстоит дело и в случае парамагнитных растворов, содержащих несколько сортов ионов с различными гиромагнитными отношениями.

В случае парамагнетика, содержащего две системы спинов, можно воспользоваться уравнениями (49), полученными в работе [4]. Вследствие наличия двух резонансных частот характер зависимости $\vartheta_ф$ и $\vartheta_к$ от поля H_0 существенно усложняется.

Случай антиферромагнетиков будет нами рассмотрен в другом месте.

Физико-технический факультет
Уральского политехнического института

Цитированная литература

1. Микаэлян А. Л., УФН, **51**, 205 (1953).
2. Гинцбург М. А., ДАН СССР, **95**, 753 (1954).
3. Соколов А. В., УФН, **50**, 161 (1953).
4. Скроцкий Г. В., Курбатов Л. В., Изв. АН СССР, Серия физич., **21**, 833 (1957).

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

Т. XXI, № 9 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1957

Г. С. САНЬЯЛ

ИЗМЕРЕНИЕ НАЧАЛЬНОЙ ПРОНИЦАЕМОСТИ ФЕРРОМАГНЕТИКОВ В ДИАПАЗОНЕ САНТИМЕТРОВЫХ ВОЛН

Введение

Как известно, начальная проницаемость ферромагнетиков при высоких радиочастотах ($\sim 10^8$ Hz и выше) является комплексной величиной. Кажущиеся проницаемости, определенные из значений потерь и из величины фазовой скорости в электромагнитном контуре, содержащем ферромагнитный образец, имеют различные значения и обозначаются через μ_R и μ_L соответственно. Было показано, что обе эти величины уменьшаются с частотой, приближаясь к единице в области сантиметровых волн. Обзор различных методов измерения ферромагнитной проницаемости в области ультравысоких частот и в области микроволн, а также обзор результатов измерений вместе с их обсуждением приведен в работах Алансона [1], Радо [2] и Саньяла [3].

Для изучения дисперсии начальной кажущейся проницаемости требуется большое число данных, относящихся к изменению как μ_R, так и μ_L с частотой. Если для μ_R такие данные имеются вплоть до частоты порядка 10^{10} Hz, то для μ_L положение иное. Поэтому представляется желательным провести измерения μ_L в области сантиметровых волн (длина волны в вакууме — 3,2 см) и выяснить, согласуется ли она со значениями μ_L, полученными из общего характера данных при более низких частотах.

В настоящей работе дается метод определения значения μ_L мягкого железа при длине волны в 3,2 см. Образцы имели форму толстой пластины. В предлагаемом методе использован цилиндрический объемный резонатор со съемной торцовой стенкой. Резонансная частота резонатора измерялась сначала со стенкой из неферромагнитного материала, например из латуни, а затем со стенкой из мягкого железа. В обоих случаях измерения частоты резонатора производились по сравнению с частотой эталонного резонатора почти такой же формы и размеров методом сравнения [4]. Смещение резонансной частоты дает значение μ_L, выраженное через параметры резонатора.

Главной трудностью в этом методе замещения является неопределенность, вносимая неполной геометрической идентичностью стенок (немагнитной и ферромагнитной). Малая разность в геометрии стенок может смазать смещение частоты, вызванное их заменой. Эта трудность была, однако, в значительной степени преодолена благодаря тщательной обработке поверхностей стенок. Измеренное значение μ_L при длине волны в 3,2 см было приблизительно 4,5. Это значение хорошо согласуется с данными, полученными из экстраполяции низкочастотных значений.

Чтобы показать общее направление работ лаборатории, нами будут кратко упомянуты различные теории частотной дисперсии проницаемости.

1. Экспериментальная установка и метод измерения

Схематическое устройство прибора показано на рис. 1. Источником микроволновой мощности является клистронный генератор типа 723 A/B,

одулированный по частоте линейным пилообразным сигналом с часто-ой 400 Hz, приложенным к его отражателю. Катодный повторитель со-дает цепь с низким сопротивлением от отражателя к земле, что вместе со табилизованным питанием обеспечивает ничтожную паразитную частот-ую модуляцию. Напряжение пилообразной формы накладывается на по-тоянное напряжение отражателя, и рабочая точка клистрона настраи-ается так, чтобы генерировался частотно-модулированный сигнал. Пре-елы частотной модуляции клистрона могут изменяться изменением амп-итуды пилообразного напряжения. От клистрона радиочастотная мощ-ость подается через развязывающий аттенюатор (приблизительно 10 db),

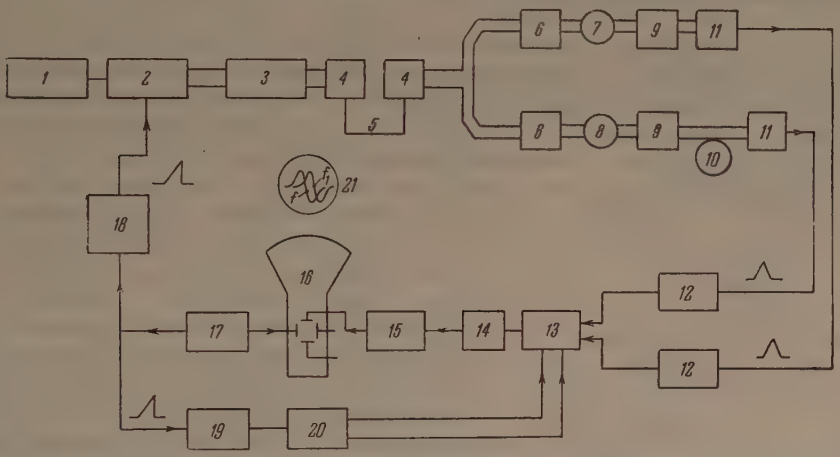


Рис. 1. Блок-схема установки: *1* — стабилизованный источник питания, *2* — клистронный генератор, *3* — переменный аттенюатор, *4* — волноводно-коаксиальный переход, *5* — коаксиальный кабель, *6* — аттенюатор на 10 db, *7* — исследуемый резонатор, *8* — эталонный резонатор, *9* — переменный аттенюатор, *10* — волномер реактивного типа, *11* — согласованный детектор, *12* — усилитель, *13* — каскад сложения (двухламповый усилитель с общей анодной нагрузкой), *14* — дифференцирующая цепь, *15* — усилитель осциллографа, *16* — электронно-лучевая трубка, *17* — генератор напряжения развертки, *18* — катодный повторитель, *19* — дифференцирующая цепь, *20* — мультивибратор, *21* — изображения на экране электронно-лучевой трубки.

гибкий кабель и двойной тройник к двум плечам прямоугольного волновода (0,9×0,4″). Одно из этих плеч содержит исследуемый резонатор (проходного типа), другое — подобный ему эталонный резонатор. Для предотвращения затягивания частоты из-за рассогласования резонаторов с волноводами между тройником и каждым резонатором расположены два фиксированных аттенюатора в 10 db. Микроволновая мощность, передаваемая через резонаторы, детектируется двумя отдельными согласованными кристаллическими детекторами типа 1N21. Чтобы получить независимую регулировку мощности на выходе обоих детекторов, на выходной стороне каждого резонатора помещен переменный аттенюатор. Стандартный волномер, помещенный после эталонного резонатора, использовался для контроля резонансной частоты исследуемого и эталонного резонаторов, а также для калибровки развертки катодного осциллографа.

Как испытуемый, так и эталонный резонаторы представляют собой круглые цилиндры возможно более идентичных размеров со съемными торцовыми стенками. У измерительного резонатора съемные стенки изготовлены из латуни или из мягкого железа. Каждый из этих резонаторов относится к резонаторам проходного типа, связь с прямоугольными волноводами осуществляется через два отверстия ø 0,285″, просверленных в диаметрально противоположных направлениях в середине

цилиндрических поверхностей резонаторов. Ось прямоугольных волновод по направлению совпадает с диаметром цилиндра, а широкие стороны волновода параллельны оси резонатора. Торцовые стенки резонатора сделаны точно перпендикулярно оси резонатора, чтобы обеспечить колебания только типа TE_{011}.

Частотно-модулированный сигнал после резонаторов на выходах кристаллических детекторов создает видеоимпульсы, имеющие форму резонансных кривых. Частота повторения этих импульсов равна частоте генератора пилообразных колебаний. Максимумы этих двух импульсов соответствуют резонансным частотам двух резонаторов. Видеоимпульсы затем раздельно усиливаются и подаются на сетки двухлампового усилительного каскада с общей анодной нагрузкой. На катоды двух ламп подаются в противофазе импульсы напряжения прямоугольной формы, синхронизированные с генератором пилообразных напряжений. Частота повторения прямоугольных импульсов в два раза меньше частоты пилообразных напряжений. Благодаря этим переключениям видеосигнал от каждого резонатора поочередно появляется на выходе в течение одного периода развертки катодного осциллографа. Выходной сигнал этого усилителя затем дифференцируется и снова усиливается усилителем вертикального отклонения осциллографа. При этом во время развертки пилообразным напряжением получаются две S-образные кривые, которые, накладываясь одна на другую, вычерчиваются на экране осциллографа (рис. 2). Нули этих кривых представляют собой резонансные частоты испытуемого и эталонного резонаторов соответственно. При уменьшении амплитуды пилообразного напряжения, приложенного к клистрону, эти кривые раздвигаются и дают большее разделение нулей. Расстояние между нулями этих двух кривых соответствует разности частот двух резонаторов. Линия развертки калибруется по частоте при помощи стандартного волномера, помещенного за эталонным резонатором. Во время калибровки затухание переменного аттенюатора между эталонным и волномерным резонаторами увеличивают для устранения эффекта затягивания частоты. Когда настройка волномера изменяется, на одной из кривых перемещается небольшой выброс, налаженный на нее. Так как амплитуда пилообразного напряжения, приложенного к отражателю клистрона, мала, то перемещение выброса на экране осциллографа связано с изменением резонансной частоты волномера линейным соотношением. Таким образом, линия развертки калибруется по изменению частоты стандартного волномера.

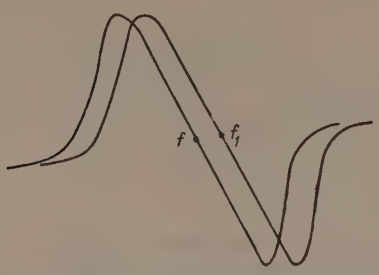


Рис. 2. Изображения производных резонансных кривых резонаторов, наблюдаемые на осциллографе

В качестве торцовых стенок измерительного резонатора в экспериментах использовались три латунные пластинки и три пластинки из мягкого железа (толщиной $^1/_4$″), весьма тщательно обработанные. В начальной стадии опыта размеры эталонного резонатора подбирались так, чтобы испытуемый (с латунными торцовыми стенками) и эталонный резонаторы имели возможно более близкие резонансные частоты, что контролировалось расстоянием между нулями S-образных кривых. Резонансная частота измерительного резонатора относительно эталонного определялась при последовательной установке трех латунных пластин в качестве торцовой стенки измерительного резонатора. Подобным же образом определялось и смещение резонансной частоты при замене латунной стенки стенкой из мягкого железа. Неопределенность, вызванная неполной геометрической идентичностью, была мала. Поскольку в методике

змерений, использованной в опыте, существенным является измерение гносительного смещения резонансной частоты двух резонаторов, то влия-ие влажности и температуры на результат измерения устраняется.

2. Теоретический анализ

В наших опытах использовался латунный цилиндрический резонатор о съемной торцовой стенкой (рис. 3), изготовленной из латуни или из ерромагнитного материала. Q-фактор [5] и резонансная частота резо-атора зависят от проницаемости материала стенки. Перейдем к получе-нию выражения для смещения резонансной частоты резонатора с колеба-ниями типа TE_{011} при замене немагнитной стенки стенкой из исследуемого ерромагнитного материала.

Пусть пустой цилиндрический латунный волновод радиуса a и длины возбуждаемый на волне типа TE_{011}, заканчивается на одном конце идеаль-ю проводящей пластинкой, помещенной перпендикулярно оси. Входное опротивление, рассматриваемое с другого онца волновода, определяется формулой

$$Z_{вх} = jZ_c \operatorname{tg} \alpha l, \qquad (1)$$

де

$$Z_c = \eta / \sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{\lambda_c}\right)^2},$$

десь $\eta = \sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0}}$ — волновое сопротивление лоской волны в вакууме, $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ — агнитная проницаемость вакуума в генри а метр, $\varepsilon_0 = \frac{10^{-9}}{36\pi}$ — диэлектрическая прони-аемость вакуума в фарадах на метр, λ — лина волны в свободном пространстве, $\lambda_c = \frac{2\pi a}{p}$, $p = 3{,}832$—первый орень уравнения $J_0'(x) = 0$; $\alpha = \sqrt{\left(\frac{\omega}{c}\right)^2 - \left(\frac{p}{a}\right)^2}$ — фазовая постоянная олны, распространяющейся в волноводе, здесь $c = f\lambda = \sqrt{\frac{1}{\mu_0 \varepsilon_0}}$ — ско-ость света в пустоте, $\omega = 2\pi f$; f — частота колебаний.

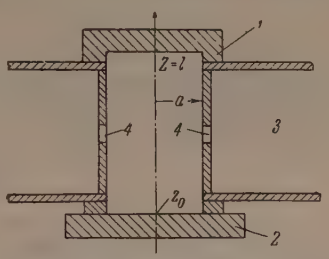


Рис. 3. Резонатор: *1* — неподвижная стенка, *2* — сеъмная стенка, *3* — прямоугольный волновод, *4* — отверстие связи

Уравнение (1) с высокой степенью точности выполняется даже для лучая стенки с конечной проводимостью, если только она достаточно вы-ока, например так же, как проводимость латуни.

Если теперь закрыть проводящей концевой стенкой и второй конец илиндрического волновода, то пространство, заключенное между про-одящими стенками, становится цилиндрическим объемным резонатором. ритерий резонанса заключается в том, что в любом сечении волновода умма реактивных частей входных сопротивлений вправо и влево от дан-ого сечения должна равняться нулю. Резонансную частоту резонатора ожно определить, применяя этот критерий у плоскости второй концe-ой стенки. Если эта стенка изготовлена из ферромагнитного материала комплексной проницаемостью, то входное сопротивление в направле-ии стенки есть просто характеристическое сопротивление материала, авное

$$\sqrt{\frac{j\omega\mu\mu_0}{\sigma}},$$

де σ — его удельная производимость. Так как μ — комплексная вели-ина:

$$\mu = \mu_1 - j\mu_2 = |\mu| e^{-j\psi},$$

где

$$|\mu| = \sqrt{\mu_1^2 + \mu_2^2} \quad \text{и} \quad \psi = \operatorname{arctg}\left(\frac{\mu_2}{\mu_1}\right),$$

то упомянутое выше выражение для характеристического сопротивления принимает вид

$$\sqrt{\frac{\omega\mu_0}{2\sigma}} \cdot [(|\mu| + \mu_2)^{\frac{1}{2}} + j(|\mu| - \mu_2)^{\frac{1}{2}}].$$

Относительные значения кажущихся проницаемостей μ_R и μ_L имеют вид

$$\mu_R = |\mu| + \mu_2$$

и

$$\mu_L = |\mu| - \mu_2.$$

Таким образом,

$$\sqrt{\frac{j\omega\mu_0\mu}{\sigma}} = \sqrt{\frac{\omega\mu_0}{2\sigma}}(\sqrt{\mu_R} + j\sqrt{\mu_L}). \tag{2}$$

Критерий резонанса, примененный ко второй стенке на основании (1) и (2), имеет вид

$$Z_c \operatorname{tg} \alpha l + \sqrt{\frac{\omega\mu_0\mu_L}{2\sigma}} = 0,$$

где $\sqrt{\frac{\omega\mu_0\mu_L}{2\sigma}}$ — реактивная часть характеристического сопротивления материала второй стенки.

Резонатор резонирует на колебания типа TE_{011} в том случае, когда

$$\alpha l = \pi - \operatorname{arctg}\left[\frac{1}{Z_c}\sqrt{\frac{\omega\mu_0\mu_L}{2\sigma}}\right].$$

Замена α приведенным выше выражением приводит к трансцендентному уравнению относительно резонансной частоты резонатора:

$$\left(\frac{\omega}{c}\right)^2 - \left(\frac{p}{a}\right)^2 = \left[\frac{\pi}{l} - \frac{1}{l}\operatorname{arctg}\left(\frac{1}{Z_c}\sqrt{\frac{\omega\mu_0\mu_L}{2\sigma}}\right)\right]^2. \tag{3}$$

Подобное соотношение может быть получено для резонансной частоты ω_1 резонатора и в случае, когда вторая стенка сделана из немагнитного проводящего материала — латуни:

$$\left(\frac{\omega_1}{c}\right)^2 - \left(\frac{p}{a}\right)^2 = \left[\frac{\pi}{l} - \frac{1}{l}\operatorname{arctg}\left(\frac{1}{Z_{c_1}}\sqrt{\frac{\omega_1\mu_0}{2\sigma_1}}\right)\right]^2, \tag{4}$$

где Z_{c_1} — волновое сопротивление для волны типа TE_{011} при частоте ω_1 и σ_1 — проводимость немагнитного материала.

Вычитая уравнение (3) из (4) и полагая, что для малых значений $\operatorname{tg}\alpha \approx \alpha$, получаем:

$$\frac{\omega_1^2 - \omega^2}{c^2} = \frac{1}{l}\left(\frac{1}{Z_c}\sqrt{\frac{\omega\mu_0\mu_L}{2\sigma}} - \frac{1}{Z_{c_1}}\sqrt{\frac{\omega_1\mu_0}{2\sigma_1}}\right)\left[\frac{2\pi}{l} - \right.$$
$$\left. - \frac{1}{l}\left(\frac{1}{Z_{c_1}}\sqrt{\frac{\omega_1\mu_0}{2\sigma_1}} + \frac{1}{Z_c}\sqrt{\frac{\omega\mu_0\mu_L}{2\sigma}}\right)\right]. \tag{5}$$

В большинстве случаев это уравнение может быть упрощено сравнением относительных величин членов правой части. Так как Z_c и Z_{c_1}

больше $120\pi\ \Omega$, $\sqrt{\frac{\omega_1\mu_0}{2\sigma_1}} \approx 0{,}05$, $\sqrt{\frac{\omega\mu_0\mu_L}{2\sigma}} \approx 0{,}05\sqrt{\mu_L}$, а μ_L мало отли-

чается от единицы, то очевидно, что второй множитель в правой части с высокой степенью точности равен $\frac{2\pi}{l}$. Кроме того, диаметры резонаторов таковы, что их резонансные частоты далеки от критической частоты волновода такого же диаметра. К тому же ω и ω_1 близки друг к другу. Поэтому изменением волнового сопротивления с частотой можно пренебречь. Тогда, полагая $Z_{c_1} = Z_c$ и $\omega_1 = \omega$ в правой части уравнения (5) и принимая во внимание сделанные выше рассуждения, получаем

$$\frac{\omega_1^2 - \omega^2}{c^2} = \frac{2\pi}{l^2 Z_c}\sqrt{\frac{\omega\mu_0}{2\sigma}}\left(\sqrt{\mu_L} - \sqrt{\frac{\sigma}{\sigma_1}}\right)$$

или

$$\sqrt{\mu_L} = \left[\frac{4\pi f\,(f_1 - f)}{c^2}\, l^2 Z_c \sqrt{\frac{\sigma}{\pi f \mu_0}}\right] + \sqrt{\frac{\sigma}{\sigma_1}}. \qquad (6)$$

Уравнение (6) показывает, что точность определения значения μ_L зависит прежде всего от точности измерения разности частот $f_1 - f$. Можно также отметить, что при данном значении μ_L смещение частоты $f_1 - f$ будет велико, когда длина резонатора l мала, а его радиус a велик.

3. Результаты и обсуждение

Размеры и параметры измерительного резонатора: $\varnothing\ 2a = 4{,}95$ см, длина $l = 2{,}60$ см, отверстие связи $\varnothing = 0{,}285''$, критическая длина волны цилиндрического волновода $\lambda_c = 0{,}04059$ м, волновое сопротивление цилиндрического волновода $Z_c = 611{,}6\ \Omega$, удельная проводимость мягкого железа $\sigma = 1{,}0 \cdot 10^7\ \Omega^{-1}\,\text{м}^{-1}$, проводимость латуни $\sigma_1 = 1{,}57 \cdot 10^7\ \Omega^{-1}\,\text{м}^{-1}$.

Резонансная частота исследуемого резонатора, когда одна из его концевых стенок сделана из хорошо обработанного мягкого железа, была 9386 MHz, что соответствует длине волны в пустоте $\lambda = 0{,}03196$ м. Смещение частоты $f_1 = f$, вызванное заменой мягкого железа латунью, было вычислено по изображению на катодном осциллографе и оказалось равным приблизительно 150 kHz. Среднее значение смещения частоты было также получено по измерениям с тремя хорошо обработанными круглыми пластинками из латуни и с тремя пластинками из мягкого железа в качестве концевых стенок. Изменение частоты, вызванное геометрической неопределенностью латунных и железных пластинок, было меньше, чем ± 20 kHz. Относительная кажущаяся проницаемость μ_L мягкого железа, вычисленная из уравнения (6), равна 4,5. Точность измерения может быть оценена приблизительно в $\pm$ 20 %. Использованный здесь метод сравнения резонаторов пригоден также для определения Q-фактора резонатора, когда одна из его проводящих концевых стенок заменяется ферромагнитным металлом. Это изменение значения Q-фактора может быть отнесено к μ_R, как было показано Саньялом и Четтерьи [5].

Для учета уменьшения начальной проницаемости с частотой ранее были предложены различные теории. Они пытаются объяснить явление дисперсии проницаемости поведением ферромагнитных доменов в наложенном радиочастотном поле. Хороший обзор был дан Радо [2]. Рассмотрим вкратце эти теории.

Беккер [6] предполагает, что в результате быстрого изменения намагниченности, вызванной радиочастотным полем в доменах, индуцируются вихревые токи. Это относится как к обратимым, так и к необратимым смещениям границ доменов, и вихревые токи ограничивают перемещение границ. Принимая это во внимание, Беккер показал, что начальная

восприимчивость в слабых полях частоты дается формулой

$$\chi = \chi_s \frac{1}{1 + i\frac{f}{2\pi f_c}},$$

где χ_s — статическая восприимчивость и f_c — критическая частота, определяющая время релаксации $\tau = \frac{1}{2\pi f_c}$ для границ доменов. Критическая частота определяется формулой

$$f_c = \frac{3\varrho}{\pi^2 \mu_s l^2},$$

где ϱ и μ_s — удельное сопротивление и статическая начальная проницаемость вещества, соответственно, а l — размер домена.

Критическая частота для железа при размерах доменов в 10^{-4} см равна приблизительно $3 \cdot 10^9$ Hz.

Другой теоретический подход был предложен Ландау и Лифшицем [7], которые исследовали зависимость начальной проницаемости от частоты в одноосном кристалле. Эти авторы показали, что дисперсия проницаемости может быть удовлетворительно учтена рассмотрением роли, которую играет энергия кристаллической анизотропии в прецессионном движении магнитного момента в комбинированном радиочастотном и внутреннем кристаллическом полях. Комплексный характер проницаемости учитывался включением в уравнение движения феноменологического члена, содержащего затухание. Теория, в частности, показывает, что благодаря внутреннему криталлическому полю в дисперсии проницаемости может быть получен затухающий резонанс.

Биркс [8] и Сноек [9] показали, что это имеет место и в ферромагнитных полупроводниках.

Согласно Киттелю [10] (1946 г.), уменьшение начальной проницаемости ферромагнетиков в ультравысоких частотах вызвано тем, что размеры доменов ($10^{-4} \div 10^{-8}$ см) сравнимы по величине или превосходят глубину скин-эффекта при этих частотах. Поэтому радиочастотное поле на толщине домена уменьшается. Принимая это в расчет, Киттель показал, что проницаемости μ_R и μ_L при любой частоте могут быть выражены через размеры доменов, удельное сопротивление и начальную статистическую проницаемость ферромагнитного металла. При толщине домена в $2{,}5 \cdot 10^{-4}$ см в направлении, нормальном к слою, на который действует радиочастотное поле, зависимость μ_R и μ_L от частоты хорошо согласуется с теоретическими данными.

Дёринг [11] развил теорию Беккера, введя в рассмотрение инерцию движущихся стенок доменов. Согласно этой теории, затухание, вызванное вихревыми токами, играет, как это и было предположено Беккером, малую роль, и критическая частота, при которой начальная проницаемость начинает заметно уменьшаться, не зависит от удельного сопротивления металла. Критическая частота для железа оказалась по вычислениям равной $6 \cdot 10^8$ Hz. Опыты Биркса на полупроводниках и дисперсия проницаемости металлов дают критические частоты, хорошо согласующиеся с теорией Дёринга.

Киттель (1951 г.) приписал дисперсию начальной проницаемости наблюденному в опытах с ферромагнитным резонансом фактору затухания неизвестной природы.

Из всех изложенных теорий как будто бы следует, что критическая частота, при которой начальная радиочастотная проницаемость начинает заметно уменьшаться, непосредственно зависит от размеров домена и от его поведения в быстропеременном поле. Можно ожидать, что повышение температуры изменит значение критической частоты (характер изменения

должен зависеть от действующего при высоких частотах механизма) и изменит таким образом также и величины μ_R и μ_L. Одновременное определение μ_R и μ_L при различных температурах образца даст лучшую картину причины дисперсии начальной восприимчивости. Сейчас нами проводятся опыты по определению температурной зависимости радиочастотной проницаемости. Предполагается также изучить зависимость μ_R и μ_L от толщины ферромагнитного образца.

Индийский институт технологии

Цитированная литература

1. Alanson J. T., J. I. E. E., 92, P. III, 247 (1945).
2. Rado G. T., Adv. in Electr., II, 251—Academic Press, 1950.
3. Sanyal G. S. Symposium on Magnetism, Ind. Assoc. for the Cult. of Sci.—Calcutta, 1954.
4. Montgomery G. C., Technique of Microwave Measurements.—Mc-Graw Hill, Book Co. N.—Y., 1947.
5. Sanyal G. S., Chatterjee J. S., Ind. J., Phys., 27, 328 (1953).
6. Becker R., ZS. f. tech. Phys., 19, 542 (1938).
7. Landau L., Lifshitz E., Phys. ZS., 8, 153 (1935).
8. Birks J. B., Nature, 158, 671 (1946); ibid., 159, 775 (1947); ibid., 160, 535 (1947); Proc. Phys., Soc., 60, 282 (1948).
9. Snoek J. L., Nature, 160, 90 (1947); Physica, 14, 207 (1948).
10. Kittel C., Phys., Rev., 70, 281, (1946); ibid. (1951).
11. Döring W., ZS. f. Naturf. 3a, 373 (1948).

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

Т. XXI, № 9 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1957

Л. А. ФОМЕНКО

РАДИОЧАСТОТНЫЕ МАГНИТНЫЕ СПЕКТРЫ СМЕШАННЫХ ФЕРРИТОВ

Магнитные радиочастотные спектры комплексной проницаемости вещества, $\mu' = \mu_1 - j\,\mu_2$*, сплошных поликристаллических простых и смешанных ферритов были уже объектом большого числа исследований [1—16 и др.]. Цель настоящей работы — краткое изложение новых экспериментальных данных по исследованию радиочастотных магнитных спектров смешанных ферритов, измеренных в очень слабых полях в диапазоне частот 0,2÷60 MHz, обсуждение полученных результатов и предложение методов описания спектров.

Изучение спектров производилось согласно методике, описанной в других работах [4, 6, 14, 16] на большом количестве тороидальных образцов (свыше сотни) Ni-Zn-, Ni-Zn-Cu-, Ni-Zn-Be-, Ni-Zn-Mg, Li-Zn- и Mn-Zn-ферритов с начальными проницаемостями от нескольких десятков до 2000 $Gs \cdot Oe^{-1}$. Исследовалось влияние на характер спектров следующих факторов: а) разбросы технологических режимов, неизбежные при массовом производстве сердечников, б) различие технологий, в) некоторые изменения составов смешанных ферритов, г) величина площади поперечного сечения сердечника при его стачивании, д) закалка образца, е) температура исследования, которая изменялась вплоть до температур, лежащих выше ферромагнитной точки Кюри θ, ж) прочие факторы.

За небольшим исключением, все образцы исследовались в абсолютном нулевом состоянии и в состоянии остаточной намагниченности. Предварительные измерения [14, 16] на ферритах одинакового состава и спеченных при одинаковой температуре показали, что соотношения между спектрами обоих состояний вещества для однотипных образцов отличаются значительным постоянством, что указывает на определенную закономерность этих соотношений и позволяет принять их в качестве основного критерия при оценке характера процессов намагничивания ферритов в очень слабых полях, тем более, что для обследованных образцов, обладающих в диапазонах радио- и сверхвысоких частот, по-видимому [10, 11, 13], «однодисперсионными» спектрами, других убедительных критериев в настоящее время нет. Теоретически этот критерий недостаточно обоснован [12, 17], однако, судя по данным Радо, Райт и Эмерсона [5], он удовлетворительно согласуется, для ферритов с отношением остаточной намагниченности к намагниченности насыщения $\frac{J_R}{J_s} \approx 0{,}5$, с опытными данными. Нам кажется, что качественное согласие наших выводов, полученных на основе этого критерия, с общими физическими представлениями о процессах намагничивания, является лишним аргументом в пользу справедливости подобного метода анализа явлений.

Ниже даны некоторые результаты проведенных исследований.

1. Производилось исследование магнитных спектров абсолютного нулевого состояния вещества обычных производственных образцов Ni-Zn-ферритов, приготовленных методом разложения смеси солей (оксиферы [18]) и методом смешения окислов. Было выяснено, что образцы ферри-

* Или в принятой нами ранее [4, 7, 14, 16] системе обозначений $\mu' = \mu - jp'$.

ов, близкие по составу и имеющие примерно одинаковые значения
ачальной проницаемости μ_a и намагниченности насыщения J_s, характе-
изуются приближенно однотипными магнитными спектрами, которые,
днако, даже при одинаковой технологии, по-видимому, за счет разбро-
ов режимов реального технологического процесса, могут иметь как
езонансный, так и релаксационный характер. Этот вывод, например,
ожет быть сделан по данным рис. 1, на котором представлены спектры
рех образцов оксифер-1000, выбранные по результатам исследования
0 сердечников, и одного образца НЦ-1000, приготовленного методом
мешения окислов.

Резонансный характер спектров типичен для образцов, имеющих от-
осительно малый тангенс угла магнитных потерь, $\mathrm{tg}\delta = \frac{\mu_2}{\mu_1} < 0{,}1$, в об-
асти частот начала резонансного подъема кривой дисперсии μ_1 (f), а
ледовательно, и меньшую феноменологическую постоянную затухания
Ландау — Лившица [19]. Вероятно, что эти образцы имеют более узкие

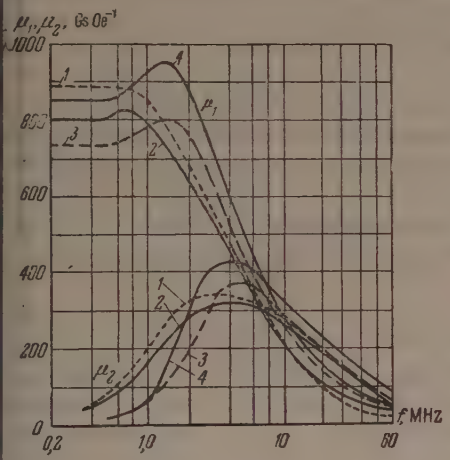


Рис. 1

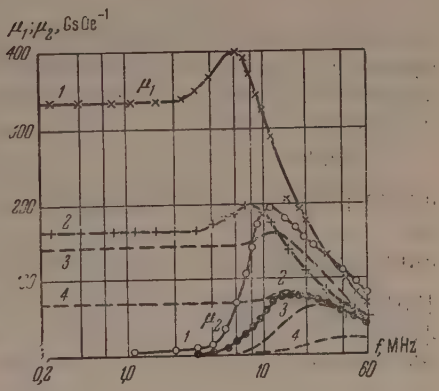


Рис. 2

ис. 1. Магнитные спектры Ni-Zn-ферритов, измеренные в абсолютном нулевом состоянии: *1*, *2* и *3* — образцы оксифер-1000, *4* — образец НЦ-1000

ис. 2. Магнитные спектры: *1*, *2* — образца Ni-Zn-Cu-феррита (состав: $(NiO)_{0,21}$ $nO)_{0,26}$ $(CuO_{0,04}$ $(Fe_2O_3)_{0,49})$ и *3*, *4* — образца Ni-Zn-феррита (состав: $(NiO)_{0,25}$ $nO)_{0,26}(Fe_2O_3)_{0,49}$), спеченных при температуре 1140°, измеренных в абсолютном нувом состоянии (кривые *1* и *3*) и в состоянии остаточной намагниченности (кривые *2* и *4*)

олосы резонансных и релаксационных частот вещества феррита, обязан-
ые большей однородности материала. Наименьшие потери в этой об-
асти частот и наиболее ярко выраженный резонансный характер спектра
з числа обследованных ферритов были обнаружены [14] для одного из
бразцов Ni-Zn-Cu-ферритов (рис. 2). При замене CuO в составе данно-
феррита на ZnO величина резонансного выброса упругой проницаемо-
и μ_1 уменьшается (рис. 2), это уменьшение может быть описано рос-
м отношения феноменологической постоянной затухания Ландау —
ившица к J_s, так как величина последней при указанном изменении со-
ава феррита становится заметно меньшей (на $\sim 30\%$)

Значения частот максимумов поглощения f_u, а также частот f_r, на
торых проницаемость составляет половину от своей величины при
изкой частоте, для исследованных ферритов даются выражением

$$f_u \approx f_r \approx C \frac{J_s}{\mu_a - 1}, \qquad (1)$$

где $C \approx ge/2\,mc \approx e/mc = 17{,}6$ MHz Oe^{-1}, g — фактор спектроскопич ского расщепления, который согласно [20—22], а также учитыва что в температурном диапазоне наших исследований «компенсацио ной» температуры [24] обнаружено не было, можно приближенн принять равным 2. Ввиду того, что частоты f_u и f_r приближенн равны средним резонансным частотам вещества феррита, а справедливост выражения (1) не зависит от характера процессов намагничения *, те ретическим основанием уравнения (1) могут служить:

а) в случае преобладания процессов вращения — теория Ландау — Лившица [19] и Сноека [1], с вытекающей из нее известной формулой

$$f_{0\,вр} = \frac{ge}{4\pi mc} H_i \approx \frac{1}{\pi} \cdot \frac{ge}{2mc} \cdot \frac{k}{J_s} \approx \frac{4}{3} \cdot \frac{ge}{2mc} \cdot \frac{J_s}{\mu_{авр} - 1}; \qquad (2$$

б) в случае преобладания процессов смещения — теория Ландау — Лившица [19] и Дёринга [23] с вытекающей из нее для 90-градусных гра ниц формулой:

$$f_{0см} = \frac{ge}{2mc} \sqrt{\frac{\Delta}{d}} \cdot \frac{J_s}{\sqrt{\mu_{асм} - 1}}; \qquad (3$$

в) в случае приближенного равенства удельного веса процессов см щения и процессов вращения — приближенное равенство средних р зонансных частот вещества феррита, обязанных обоим видам процесс намагничивания.

В формулах (2) и (3) H_i — внутреннее эффективное магнитное по анизотропии вещества феррита: $H_i \approx \frac{2k}{J_s}$ [25], k — эффективная констан анизотропии, $\mu_{авр}$ — начальная проницаемость вращения, $\mu_{авр} - 1 \approx \frac{4}{}$ [25], $\mu_{асм}$ — начальная проницаемость смещения; Δ/d — отношение эф фективной толщины граничного слоя к размеру ферромагнитной област Феноменологически, исходя из опытных данных [9, 14, 16], нужно принят

$$\frac{\Delta}{d} \approx \frac{1}{\mu_{асм} - 1}, \qquad (4$$

что, однако, не согласуется с формулами (стр. 258 и 260 из [25]), в ражающими данное отношение через энергию обмена, энергию аниз тропии, постоянную решетки и размер кристалла образца.

2. Проводилось исследование магнитных спектров состояния остато ной намагниченности вещества, как обычных производственных обра цов Ni-Zn-ферритов, приготовленных при различных технологиях, та и специально изготовленных образцов ферритов различного состав Было обнаружено, что количественные соотношения между спектра состояний абсолютного нулевого и остаточной намагниченности каждо из образцов ферритов, а следовательно (с учетом того, что величины о ношения J_R/J_s для большинства обследованных образцов были близ к 0,5), и соотношения между удельным весом процессов смещения и пр цессов вращения в общем балансе их намагниченности сильно зависят их состава, температуры спекания и способа охлаждения.

Зависимость характера процессов намагничивания ферритов от темп ратуры t_s их спекания ранее не учитывалась [2, 13], хотя из общих ф зических представлений следует [14, 16], что при низких температур спекания удельный вес процессов смещения должен быть мал, так к большое число включений (т. е. посторонних примесей, раковин и пр закрепляя границы во многих точках и препятствуя их перемещени понижают $\mu_{асм}$, чему также способствуют большие величины внутренн

* Этот вывод следует, как из наших исследований [14, 16], так и из данных боты Радо, Райт, Эмерсона и Террис [9].

напряжений σ_i. По мере повышения t_s величины σ_i в образцах, а также включения убывают, вследствие чего $\mu_{асм}$ должна расти, достигать максимума при некоторой оптимальной температуре спекания t_s', а затем убывать из-за роста числа включений, обязанных распаду избыточного феррита. Теоретическим обоснованием приведенных выше соображений могут служить: теория напряжений Кондорского (стр. 352 из [17]), теория включений Керстена (стр. 395 из [17]) и теория начальной проницаемости вращения, впервые разработанная Акуловым (стр. 362 из [25]).

Проверка высказанной гипотезы производилась на ряде групп образцов ферритов различного состава, которые спекались при различных температурах. Исследования показали для всех ферритов наличие некоторой оптимальной температуры спекания, соответствующей минимуму отношения начальных проницаемостей состояний остаточной намагниченности μ_{aR} и абсолютного нулевого μ_a, а следовательно, и максимуму удельного веса процессов смещения. По абсолютной величине оптимальная температура спекания различна для ферритов различного состава. Наибольшей величины, $t_s' > 1330°$ t_s', достигает для наиболее устойчивого состава Ni-Zn-феррита (оксифер-2000, приближенно 15 %$_{мол}$ NiO, 35 %$_{мол}$ ZnO, 50 %$_{мол}$ Fe_2O_3), что связано, в согласии с нашей гипотезой и данными рентгенографических исследований Эрастовой [26], с нераспадаемостью этого состава при высоких температурах спекания.

Наименьшая t_s', около 1140° была отмечена (рис. 2) для Ni-Zn-Cu-феррита*, в составе которого Cu-феррит начинает распадаться при относительно низких температурах $t \gtrsim 850°$.

Исследования Ni-Zn-феррита состава $(NiO)_{0,25}(ZnO)_{0,25}(Fe_2O_3)_{0,5}$, приготовленного методом разложения смеси солей, показали (рис. 3), как следовало ожидать (с учетом того, что распад избыточного Ni-феррита начинается при $\sim 1200°$ [26]), более высокую t_s' — около 1240°. Аналогичный результат был получен и для образцов Ni-феррита стехиометрического состава, приготовленных методом разложения смеси солей и спеченных при 1110, 1240, 1375 и 1420°, величины отношений μ_{aR}/μ_a, которых оказались равными соответственно 0,84, 0,56, 0,77 и 0,9. Возможно, что полученные результаты приложимы также к Ni-ферритам Брауна и Гравела [13], хотя по абсолютной величине начальные проницаемости наших образцов были приблизительно в четыре раза больше, чем в работе [13].

Отметим влияние состава и способа охлаждения феррита на рост величины отношения μ_{aR}/μ_a, а следовательно, и уменьшение удельного веса процессов смещения в Ni-Zn-ферритах (с высоким процентным содержанием окиси цинка) в зависимости от увеличения процента ZnO и при закалке образцов (рис. 4). Влияние окиси цинка, согласно Сноеку [1], Радо [10] и автору [16], может быть описано уменьшением константы анизотропии феррита, а влияние закалки**— ростом внутренних напряжений и включений, препятствующих смещению границ.

Заметим, что от температуры спекания и состава феррита также сильно зависит температурный коэффициент начальной проницаемости, который, по-видимому, достигает максимума для ферритов, спеченных при t_s'. При закалке образцов данный коэффициент резко уменьшается. Это уменьшение может быть понято в рамках теории Керстена, как результат влияния включений, так как при прочих равных условиях, согласно данной теории, зависимость μ_a (i) определяется температурной зависимостью константы анизотропии k, входящей в уравнение в степени $^1/_2$, в то время как

---

* Отношения μ_{aR}/μ_a и J_R/J_s в этом случае соответственно были равны $\sim 0{,}5$ и $\sim 0{,}55$, что указывает на преобладающую роль процессов смещения в общем балансе намагниченности Ni-Zn-Cu-феррита (спеченного при $t_s = 1140°$) в очень слабых полях.

** Не исключены возможности других описаний явлений.

теория напряжений Кондорского или теория начальной проницаемос вращения определяют температурную зависимость μ_a как функцию ко станты анизотропии k или магнитоупругой энергии $\lambda_s \sigma_i$, входящие в ура нения в первой степени.

3. В некоторых образцах Ni-Zn- и других ферритов (например, обра цы рис. 2), спеченных при температурах, близких к оптимальной, до жно быть признано доминирующее значение процессов смещения; описание механизма дисперсии может быть дано по Ландау—Лившицу [19]

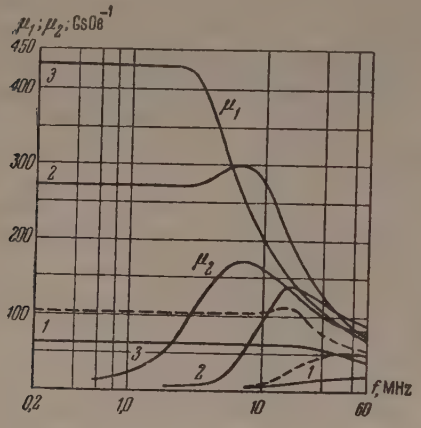


Рис. 3

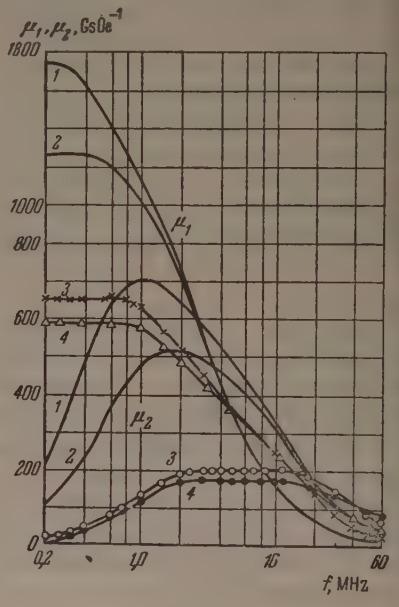


Рис. 4

Рис. 3. Магнитные спектры абсолютного нулевого состояния Ni-Zn-ферритов состав $(NiO)_{0,25}$ $(ZnO)_{0,25}$ $(Fe_2O_3)_{0,5}$, спеченных при температурах: *1* — 1110°, *2* — 1240 *3* — 1420°. Величины отношений μ_{aR}/μ_a соответственно: 0,6, 0,39 и 0,81. Пун тиром показан спектр состояния остаточной намагниченности образца, спеченно при 1240°

Рис. 4. Магнитные спектры образца Ni-Zn-феррита типа оксифер-2000-1, измеренные абсолютном нулевом состоянии (кривые *1* и *3*) и в состоянии остаточной намагниче ности (кривые *2* и *4*). Кривые *1* и *2* относятся к обычному образцу, его $J_s = 195$ G $J_R = 95$ Gs. Кривые *3* и *4* относятся к тому же образцу, но закаленному от 650° масле, его $J_s = 260$ Gs, $J_R = 21$ Gs

и Дёрингу [23] — инерционностью эффективной массы границ межд ферромагнитными областями. В качестве дополнительного подтвержден этого вывода может рассматриваться [14] величина смещения частот максимума абсорбции данных образцов ферритов при переходе их к со тоянию остаточной намагниченности, которая, как оказалось для обра цов, обладающих малым затуханием, описывается (см. кривые *1* и *2* рис. равенством

$$\frac{f_u}{f_{uR}} \approx \sqrt{\frac{\mu_{aR}-1}{\mu_a-1}} \qquad (4$$

и, следовательно, согласуется с формулой (3) Дёринга. Начальна проницаемость этих ферритов может быть описана общей теорией обра тимого смещения границ Кондорского [17], влиянием включений и внутре них напряжений в образцах. В частности, на влияние внутренних напряж ний в ферритах указывают наблюдения Радо [9, 10], а также Брауна

Гравела [13] и других [3, 6], обнаруживших две области дисперсии в ряде ферритов, магнитострикции насыщения которых были малы, и одну область дисперсии в Ni- и Fe-ферритах, магнитострикции насыщения которых существенно больше. Утверждение о доминирующем значении процессов смещения в некоторых Ni-Zn-ферритах, кроме того, хорошо согласуется с малыми расчетными значениями $\mu_{авр}$ последних, полученными по известным из работы Майлса [21] константам анизотропии и внутренним полям.

Для других образцов ферритов, спеченных при очень низких или очень высоких температурах, возможно преобладание процессов вращения и описание механизма дисперсии по Ландау — Лившицу [19] и Сноеку [1] прецессией электронного спина во внутреннем эффективном магнитном поле анизотропии вещества феррита. Для значительной части образцов при описании дисперсии скорее всего следует учитывать влияние обоих дисперсионных механизмов.

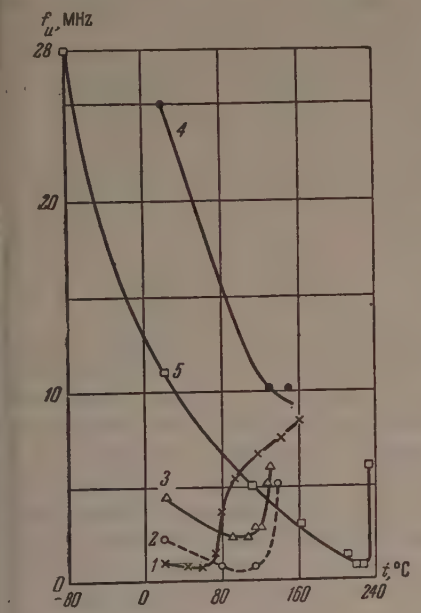


Рис 5

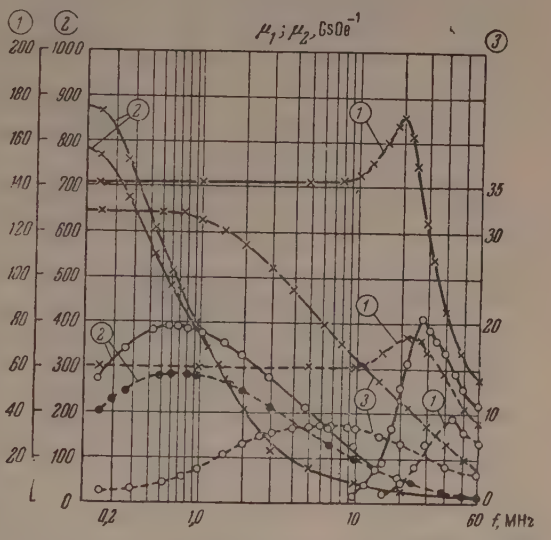


Рис. 6

Рис. 5. Температурная зависимость частоты максимума поглощения f_u магнитных спектров ферритов различного состава: *1* — оксифер-2000-1, $\theta \approx 70°$; *2* — НЦ-2000, $\theta \approx 118°$; *3* — НЦ-1000 [16], $\theta \approx 124°$; *4* — оксифер-200, $\theta \approx 154°$; *5* — Ni-Zn-Cu-феррит, $t_s = 1140°$, $\theta \approx 232°$

Рис. 6. Температурная зависимость магнитных спектров Ni-Zn-Cu-феррита, измеренная в абсолютном нулевом состоянии (сплошные линии) и в состоянии остаточной намагниченности (пунктир): *1* — —80°, $J_s = 460$ Gs, $J_R = 290$ Gs; *2* — —226°, $J_s = 72$ Gs; *3* — 232°, $J = 10$ Gs. При $t = 232°$ спектры обоих состояний вещества феррита сливаются

Предварительные исследования сточенных образцов, кроме того, указывают на некоторую их неоднородность, следовательно, реальный спектр феррита должен рассматриваться как сумма некоторого числа более элементарных спектров отдельных его слоев или областей.

4. Исследования температурной зависимости магнитных спектров, проводившиеся на пяти образцах Ni-Zn-ферритов с μ_a 200 ÷ 2000 Gs Oe^{-1} и Ni-Zn-Cu-феррита с $\mu_a = 370$ Gs Oe^{-1}, показали в согласии с более ранними работами [1, 7, 9, 12], что с ростом температуры частота f_u спектра вначале понижается, достигает некоторого минимума при температуре t_Δ

«термического максимума радиочастотной магнитной вязкости» вещества феррита, а затем начинает расти (рис. 5). Отмеченный характер температурной зависимости частоты максимума поглощения, по-видимому, не определяется характером процессов намагничения ферритов при 20° и для всех образцов приближенно описывается выражением (1), которое таким образом приобретает универсальный характер. Весьма убедительны в этом смысле результаты исследования температурной зависимости магнитных спектров одного из образцов Ni-Zn-феррита, типа оксифер-2000-1, обладающего характеристиками $\mu_a(t)$ и $J_s(t)$ с длинными «хвостами» в области температур, лежащих выше точки Кюри, а также Ni-Zn-Cu-феррита (рис. 6), обладающего большими диапазонами изменений частоты f_u намагниченности насыщения и начальной проницаемости.

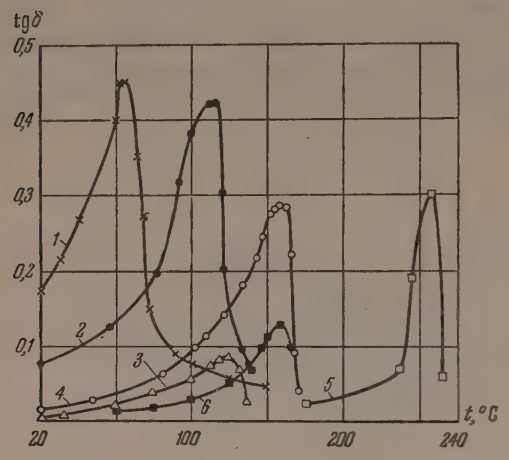


Рис. 7. Температурная зависимость tg δ смешанных ферритов: *1* — оксифер-2000-1, $\theta \approx 70°$, $f = 0{,}25$ MHz; *2* — НЦ-2000, $\theta \approx 118°$, $f = 0{,}25$ MHz; *3* — НЦ-1000, $\theta \approx 124°$, $f = 0{,}25$ MHz; *4* — оксифер-200, $\theta \approx 154°$, $f = 1$MHz; *5* — Ni-Zn-Cu-феррит, $t_s = 1140°$, $\theta \approx 232°$, $f = 0{,}25$ MHz; *6*—оксифер-400, $\theta \approx 148°$, $f \approx 0{,}39$ MHz

Оценка характера температурной зависимости тангенса угла магнитных потерь для частот $0{,}01\, f_u \leqslant f \leqslant f_u$ [4] может быть произведена по формуле

$$\operatorname{tg}\delta = \frac{\mu_2}{\mu_1} \approx \frac{f}{f_u} \approx \approx \frac{f}{C} \cdot \frac{\mu_a - 1}{J_s}. \qquad (6)$$

Расчеты с ее помощью в согласии с экспериментальными данными (рис. 7) показывают, что при температуре «термического максимума радиочастотной магнитной вязкости» тангенс угла потерь феррита достигает максимального значения. Температурная зависимость магнитных спектров в области низких температур для образцов ферритов, в которых преобладают процессы смещения, может быть описана одновременно теорией включений Керстена и теорией напряжений Кондорского, уменьшением J_s, k и $\lambda_s \sigma_i$. С ростом температуры удельный вес процессов вращения растет, что следует как из общих физических соображений, так и из опытов по исследованию температурной зависимости магнитных спектров в размагниченном и в намагниченном состояниях (рис. 6). При температурах, приближенно равных или бо́льших температуры t_Δ, имеем, по-видимому, доминирующую роль процессов вращения, однако характер температурной зависимости магнитных спектров в этой области температур не может быть описан зависимостью константы анизотропии или фактора спектроскопического расщепления (так как уже при температуре Кюри анизотропия равна нулю, а в районе аномалии g-фактора, согласно работе Торизука, Койама и Фуимура [27], внутреннее поле феррита также равно нулю) и, возможно, обязан прецессии спина электрона в эффективном поле, обусловленном внутренними напряжениями феррита, если допустить, что магнитострикция феррита при $t > 0$ имеет конечное значение и проходит через частный максимум.

В заключение необходимо отметить, что в случае резонансных спектров вырождение их в релаксационный наблюдается: с ростом температуры, при которой производится исследование; при закалке образцов;

при увеличении содержания в них окиси цинка; а также при слишком низких или высоких температурах спекания. Эти данные, по-видимому, указывают на то, что резонансный ход кривых дисперсии магнитных спектров ферритов скорее всего обязан резонансу границ.

Цитированная литература

1. Snoek J. L., Philips Tech. Rev., **8**, 353 (1946); Nature, **160**, 90 (1947); Phys. the Hague, **14**, 207 (1948) или Исследования в области новых ферромагнитных материалов. —ИЛ, М., 1949.
2. Flegler E., Arch. Electrotechn., **40**, 4 (1950).
3. Welch J. J., Nicks P. F., Fairweather A., Roberts F. F., Phys. Rev., **77**, 403 (1950). Русск. пер. см. в сб. Ферромагнитный резонанс.— ИЛ, М., 1952.
4. Фоменко Л. А. Пятая научно-техническая конференция.— Изд. ВНОР и Э им. А. С. Попова, Л., апрель 1950; ЖЭТФ, **21**, 1201 (1951).
5. Rado G. T., Wright R. W., Emerson W. H., Phys. Rev., **80**, 274 (1950). Русск. пер. см. в сб. Ферромагнитный резонанс, стр. 284.—ИЛ, М., 1952.
6. Roberts M., Phys. et Rad., **12**, 301 (1951).
7. Фоменко Л. А., Шестая научно-техническая конференция.— Изд. ЛО ВНОР и Э им. А. С. Попова, Л., апрель 1951; Научная сессия, посвященная празднованию Дня Радио.— Связьиздат, М., май 1951; ЖЭТФ, **25**, 107 (1953).
8. Went J. J., Gorter E. W., Philips Tech. Rev., **13**, 181 (1952). Русск. пер. см. в сб. Вопросы радиолокационной техники, I.—ИЛ, М., 1953.
9. Rado G. T., Wright R. W., Emerson W. H., Terris A., Phys. Rev., **86**, 509 (1952); **88**, 909 (1952).
10. Rado G. T., Rev., Mod. Phys., **25**, 81 (1953).
11. Wijn H. P. J., Gevers M., van der Burgt C. M., Rev. Mod. Phys., **25**, 91 (1953).
12. Smit J., Wijn H. P. J., Adv. Electron., VI, Acad. Press, N. Y. (1954).
13. Brown F., Gravel C. L., Phys. Rev., **97**, 55 (1955).
14. Фоменко Л. А., Доклад на Научно-технической конференции ВНОР и Э им. А. С. Попова.— Изд. Л. О. ВНОР и Э, Л., май 1955; ФММ, **2**, 22 (1956).
15. Gorter E. W., Proc. IRE, **43**, 1945 (1955).
16. Фоменко Л. А., ЖЭТФ, **30**, 18 (1956); **31**, 1092 (1956); ФММ, **2**, 16 (1956); **2**, 27, (1956); Изв. АН СССР, Серия физич., **20**, 1336 (1956); 1348 (1956).
17. Вонсовский С. В., Шур Я. С., Ферромагнетизм.— Гостехиздат, М.—Л., 1948.
18. Шольц Н. Н., Изв. АН СССР, Серия физич., **18**, 465 (1954).
19. Ландау Л. Д., Лившиц Е. М., Sow. Phys., **8**, 157 (1935).
20. Кондорский Е. И., Смольков Н. А., ДАН СССР, **93**, 237 (1953).
21. Miles P. A., Nature, **174**, 177 (1954).
22. Okamura T., Torizuka Y., Nature, **167**, 986 (1951). Русск. пер. см. в сб. Проблемы современной физики, вып. 5, 182.—ИЛ, М., 1952.
23. Döring W., ZS. Naturforsch., **3a**, 373 (1948). Русск. пер. см. в сб. Ферромагнитный резонанс, 312.—ИЛ, М., 1952.
24. Gorter E. W., Schulkes J. A., Phys. Rev., **90**, 487 (1953); Görter E. W. Philips Res., Rep., **9**, 295 (1954); русск. пер. УФН, **57**, 279 (1955).
25. Вонсовский С. В., Современное учение о магнетизме.— ГИТТЛ, М.—Л., 1952.
26. Эрастова А. П., Автореферат диссертации.— ЛИТМО, Л., 1956.
27. Torizuka Y., Kojima Y., Fujimura T., Phys. Soc., Japan, **9**, 298 (1954).

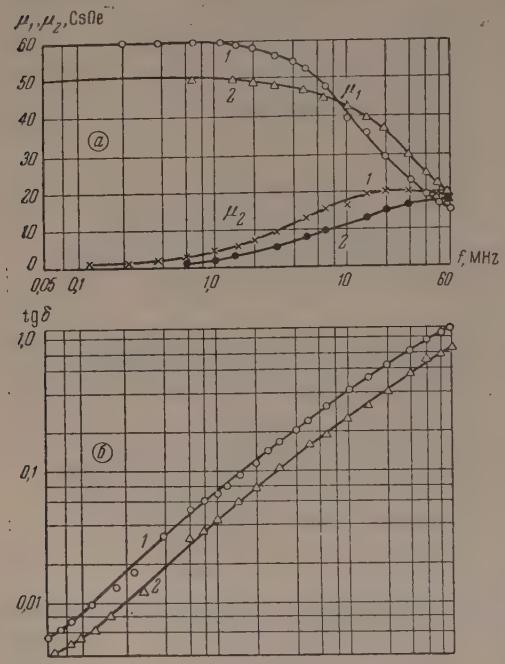
ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

Т. XXI, № 9 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1957

Л. А. ФОМЕНКО

О МАГНИТНЫХ СПЕКТРАХ МАГНИТОДИЭЛЕКТРИКОВ ТИПА АЛЬСИФЕР

Измерения магнитных спектров производились на тороидальных образцах магнитодиэлектриков типа альсифер ТЧ-60 и ТЧК-55 в очень слабых полях согласно методике, описанной в работе [1]. Размеры обоих сердечников были приблизительно следующими: внутренний ϕ 1,3 см, наружный ϕ 2,4 см, сечение 1,3 см². По результатам исследования вычислялись вещественная μ_1 и мнимая μ_2 составляющие комплексной магнитной проницаемости ферромагнитного тела: $\mu = \mu_1 - j\mu_2$, а также значение тангенса угла магнитных потерь $\operatorname{tg}\delta = \mu_2/\mu_1$ на различных частотах (рисунок).



а — Магнитные спектры, *б* — частотная зависимость тангенса угла магнитных потерь магнитодиэлектриков типа альсифер: *1* — ТЧ-60 и *2* —ТЧК -55.

В общем случае частотная зависимость проницаемости магнитодиэлектрика [2] определяется: 1) дисперсией вещества, обусловленной микропроцессами, 2) дисперсией, обусловленной формой частиц; 3) дисперсией, обусловленной структурой сложного тела. Поэтому решение задачи нахождения данной частотной зависимости в общем виде представляется затруднительным.

Была сделана попытка расчета полученных частотных характеристик магнитодиэлектриков в предположении, что эти характеристики в основном определяются вихревыми токами, возникающими в частичках магнитодиэлектрика. В качестве расчетной модели мы приняли модель идеализированного магнитодиэлектрика (предложенную Корнецким и Вейсом [3]), состоящего из цилиндрических частиц металлического ферромагнетика, длины которых во много раз больше их диаметров, а оси цилиндров ориентированы в направлении действия магнитного поля. Некоторым физическим основанием такой модели может служить в случае высокопроницаемых магнитодиэлектриков вероятность образования «цепочек» из отдельных соприкасающихся металлических частиц.

Расчет был произведен при помощи следующих формул:

$$\mu_1 = C_m\mu_a, \quad \mu_2 = D_m\mu_a, \quad \operatorname{tg}\delta = D_m\ C_m,$$

где C_m и D_m — коэффициенты, определявшиеся как функция частоты f и

эффициента потерь магнитодиэлектрика на вихревые токи δ_f, по гра-кам рис. 1 и 5 нашей работы [4]. Величины $\operatorname{tg}\delta$ определялись непо-едственно по графику рис. 6 [4]. Упомянутые графики были построены ми по кривым, приведенным в монографии Аркадьева [5]. Оценка коэф-циентов δ_f, производившаяся по результатам низкочастотных измере-й, дала для ТЧ-60 $\delta_f = 50 \cdot 10^{-9}$, а для ТЧК-55 $\delta_f = 30 \cdot 10^{-9}$, которые ляются правдоподобными величинами, так как значение этого коэффи-ента, например, для ТЧ-60, по данным Рабкина и Шольц [6], не долж-превышать $200 \cdot 10^{-9}$.

Сопоставление расчетов с экспериментом показывает, что результаты сходятся в основном менее чем на $\pm 20\%$. Нам кажется, что полученные нные могут представлять практический интерес, так как весь метод счета в данном случае весьма прост, а его результаты для радиочастот-го диапазона, несмотря на грубость модели и пренебрежение диспер-ей вещества и дисперсией структуры сложного тела дает удовлетвори-льное согласие с экспериментом.

Цитированная литература

Фоменко Л. А., ЖЭТФ, **30**, 18 (1956).
Поливанов К. М., Фрадкин Б. М., Катков Н. Г., Скугарев В. В., Тезисы докладов и выступлений на совещании по физике магнитных явлений, Москва, май 1956 г.— Изд. АН СССР, Свердловск.
Kornetzki M., Weis A., Wissenschaft Veröffent. S. W., **15**, H. 2, 95 (1936).
Фоменко Л. А., Радиотехника, **5**, 3 (1949).
Аркадьев В. К., Электромагнитные процессы в металлах, ч. II.—ОНТИ, М.—Л., 1936.
Рабкин Л. И. и Шольц Н. Н., Магнитодиэлектрики и феррокатушки.— ГЭИ, М.—Л., 1948.

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

Т. XXI, № 9 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 19

В. И. ДРОЖЖИНА и Л. А. ФРИДМАН

ФЕРРОЗОНДНЫЙ МАГНЕТОМЕТР ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ СВОЙС МАЛЫХ ОБРАЗЦОВ ИЗ МЯГКИХ МАГНИТНЫХ МАТЕРИАЛОВ

В настоящее время для измерения магнитных свойств ферромагн ных материалов в открытой магнитной цепи широко применяется маг тометр, в котором индикатором является подвижная астатическая сис ма из двух постоянных магнитиков, подвешенная на тонкой нити. Нал чие подвижной системы влечет за собой ряд недостатков магнетомет (чувствительность к механической тряске, уход нуля магнетометра п включении больших магнитных полей и т. д.). Эти недостатки могут бы в существенной мере ликвидированы путем замены подвижной астатич кой системы феррозондами [1, 2], действие которых основано на нелин ности кривой намагничивания.

Феррозонды с поперечным возбуждением применялись для измерен в открытой магнитной цепи коэрцитивной силы H_c (порядка 40 Oe) разцов достаточно больших размеров [3]. Имеются также литературн данные [4] (без описания условий опыта) о применении феррозондо продольным возбуждением для измерения H_c и съемки кривой намагни вания образцов различных размеров, вплоть до самых малых, такж открытой магнитной цепи.

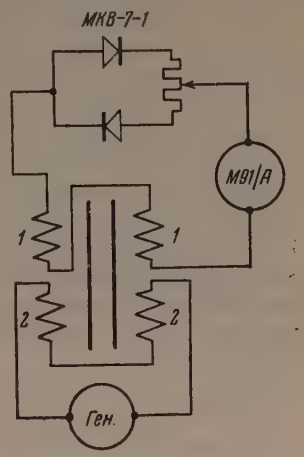
Мы изготовили и опробовали для измерения в открытой магнитной це H_c малых образцов из мягких магнитных материалов два феррозондн магнетометра с применением в качестве индикатора дифференциальн феррозонда с продольным возбуждением. Феррозонд состоит из двух, р положенных рядом, сердечников (90 × 3 × 0,1 мм³) из пермаллоя мар 80НХС. Сердечники помещены в к касы из текстолита, несущие по обмотки, данные которых следующ

Обмотка	Число витков	Провод, мм	Длина обмотки, мм
Индикаторная	828	ПЭ 0,15	70
Компенсирующая	314	ПЭ 0,2	90
Возбуждения	314	ПЭ 0,2	90

Обмотки возбуждения *2* (схематичное изображение на рисун включены последовательно так образом, чтобы потоки индукции двух сердечниках взаимно замы ли один другой; по ним протекает ременный ток с амплитудой 80 и частотой 1000 Hz. Индикатор цепь состоит из индикаторного прибора (нуль-гальванометра М91/ чувствительностью $1{,}5 \cdot 10^{-8}$ А/дел. и внутренним сопротивлением 3500 последовательно включенного с симметричным нелинейным сопротив нием (два параллельно-встречно включенных купроксных выпрямит типа МКВ-7 -1) и индикаторными обмотками *1*; последние включены д ференциально [2], вследствие чего при отсутствии внешнего постоянн поля сумма индуцируемых в них э. д. с. состоящих при этом только нечетных гармоник, равна нулю. При подмагничивании сердечников стоянным внешним магнитным полем э. д. с. в индикаторных обмот каждого сердечника содержат, кроме нечетных, и четные гармони которые не компенсируются и являются мерой этого внешнего посто

ного поля. Компенсирующая обмотка, не изображенная на схеме, позволяет скомпенсировать действие внешнего постоянного поля на зонды до нуля.

Описанная схема называется измерителем поля, или полемером. Первый феррозондный магнетометр, опробованный нами, был таким: два одинаковых соленоида длиной по 250 мм с внутренним диаметром 8 мм, намотанные на медные трубки с толщиной стенок 1 мм, расположены горизонтально один над другим с расстоянием между осями 20 мм. В одном из соленоидов помещается исследуемый образец. Между соленоидами расположен дифференциальный феррозонд — полемер; он служит индикатором наличия магнитного поля рассеяния, обусловленного намагниченностью образца. Обмотки соленоидов включены последовательно встречно, так что поля соленоидов в месте расположения феррозонда компенсируются. Влияние переменного поля рассеяния феррозонда на исследуемый образец исключается благодаря экранирующему действию вихревых токов в медной трубке, на которую намотан соленоид. Соленоиды и феррозонд прикрепляются к деревянной платформе, которая при помощи уровня может быть установлена в горизонтальной плоскости. Феррозонд укрепляется параллельно осям соленоидов.



Принципиальная схема феррозондного магнетометра: *1* — индикаторные обмотки, *2* — обмотки возбуждения

Перед началом измерения магнетометр, как целое, устанавливается перпендикулярно горизонтальной составляющей земного магнитного поля по показаниям того же феррозонда. При измерении коэрцитивной силы H_c образец намагничивается, затем включается, и постепенно увеличивается размагничивающее поле, намагниченность образца при этом уменьшается, а следовательно, уменьшается и постоянное магнитное поле, действующее на феррозонд. Момент, когда образец полностью размагничен, т. е. когда поле соленоида соответствует H_c образца, большой точностью фиксируется феррозондом.

Такой магнетометр чувствителен к изменению посторонних магнитных полей (он не астатичен) и поэтому может быть применен лишь для грубой оценки магнитных свойств материалов типа пермаллой.

Мы изготовили и опробовали также и астатический вариант феррозондного магнетометра. В нем индикатором служат два дифференциальных феррозонда-полемера, включенных в схему градиентометра, один из полемеров расположен между соленоидами (так же, как и в первом варианте магнетометра), второй — в горизонтальной плоскости, параллельно первому, и на расстоянии 130 мм от него, т. е. в месте, где поле образца достаточно мало. Индикаторные обмотки этих двух феррозондов— полемеров включены последовательно — встречно.

Использованная нами схема включения позволяет измерять как поле в месте расположения каждого феррозонда, так и разность этих полей. Устройство весьма слабо реагирует на изменение посторонних магнитных полей, создающих малый градиент вблизи магнетометра. В этом магнетометре одно деление индикаторного прибора соответствовало $3{,}7 \cdot 10^{-5}$ Ое. Используя астатический феррозондный магнетометр, мы могли измерять с достаточной точностью H_c (вплоть до 0,02 Ое пермаллоевых образцов толщиной 0,1 и 0,08 мм, шириной 3 мм и различной длины от 100 до 0 мм, вес наименьшего образца $\sim$0,1 г. Предельная величина измеряемой H_c и минимальные размеры исследуемого образца могут быть снижены

путем повышения чувствительности магнетометра, например за сче увеличения числа витков индикаторных обмоток и частоты тока возбуж дения. Длительность отдельного измерения $\sim$ 30 сек. При помощи фер розондного магнетометра можно производить измерение компенсацион ным способом как кривой намагничивания, так и петли гистерезиса. Дл этого следует пропускать ток в компенсирующие обмотки, создавая в них встречное поле, компенсирующее в месте расположения феррозон да поля рассеяния, обусловленные намагниченностью образца. Ферро зондные магнетометры позволяют (проще, чем в других типах магнето метров) автоматизировать процесс измерения.

Уже применяются две модели автоматизированного (автокомпенси рующего) коэрцитиметра: электронная [5] и с использованием магнит ного усилителя [6]. Эти приборы служат для измерения в замкнуто магнитной цепи H_c образцов электротехнического железа длиной $\geqslant$250 м и шириной $\leqslant$30 мм. Длительность отдельного измерения в них составля ет несколько секунд. Применение автокомпенсации для феррозондног магнетометра позволит сократить время, потребное для отдельного из мерения, также до нескольких секунд.

Следует обратить внимание, что одним из преимуществ описанны выше феррозондных магнетометров является простота индикаторной це пи. Обычно применяемые на выходе феррозонда довольно сложные эле тронные схемы заменены здесь простым симметричным нелинейным со противлением.

Институт физики металлов
УФАН СССР

Цитированная литература

1. Розенблат М. А., Магнитные усилители. — Госэнергоиздат, М. — Л 1949; Förster F., ZS. f. Metallkunde, **46**, 358 (1955); Wurm M., ZS. f. angev Phys., **2**, 210 (1950).
2. Янус Р. И., Фридман Л. А., Дрожжина В. И., Завод. лабор., **2** 1193 (1955).
3. Грабовский М. А., Скоробогатов В. И., Завод. лабор., **13**, 7 (1947).
4. Förster F., ZS. f. Metallkunde, **46**, 297 (1955).
5. Францевич В. М., Фридман Л. А., Завод. лабор., **22**, 590 (1956).
6. Фридман Л. А., Анкудинова В. П., Завод. лабор., **22**, 1108, (1956).

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

XXI, № 9 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1957

Ф. М. ГАЛЬПЕРИН

МАГНИТНЫЕ МОМЕНТЫ И ПОСТОЯННЫЕ КЮРИ ФЕРРОМАГНИТНЫХ СПЛАВОВ

Известно, что в современной физике из-за трудностей, связанных с ногоэлектронной проблемой, до сих пор не выведены соотношения для нкретного количественного расчета хотя бы основных магнитных ха-ктеристик ферромагнетиков. Ранее [1, 2] были даны эмпирические соот-шения для атомных магнитных моментов, точек Кюри и других свойств стых ферромагнитных металлов. В настоящем сообщении предло-ены аналогичные соотношения для ферромагнитных сплавов и на приме-железо-хромистых и железо-никелевых сплавов, исследованных ней-онографическим методом [3], показано, что они удовлетворительно со-асуются с опытом.

Рассмотрим приближение сильно связанных электронов [4—7]. В этом учае s-электрон бо́льшую часть времени находится на расстоянии R_s ядра атома, а d-электрон — на растоянии R_d от ядра атома, где и R_d — радиусы соответственно s- и d-оболочек изолированного ома.

Минимальное межэлектронное расстояние (вдоль прямой, соединяю-ей ядра атомов) между s-электроном атома A и d-электронами соседних омов A равно $r_1 - R_A$, между s-электроном атома B и d-электронами седних атомов B равно $r_1 - R_B$, между s-электроном атома A и d-электро-ми соседних атомов B равно $r_1 - R_{AB}$, где r_1 — межатомное расстояние в й координационной сфере (к. с.), $R_{AB} = f_A R_A + f_B R_B$, где f_A, f_B — омные концентрации компонента A и компонента B соответственно. случае 1-го переходного периода таблицы элементов (в него входят ., Fe и др.)

$$R_A = 0{,}13\,[(Z_A/2)^2 - (14{,}75 - u)\,Z_A + 26\,(9{,}05865 - u)]\ \text{Å}$$

е Z_A — атомный номер элемента, $u=0$ для $Z_A > 26$, $u=1$ для $Z_A \leqslant 26$. $_B$ вычисляется по аналогичному соотношению.

Указанные межэлектронные расстояния весьма малы (см. таблицу), ледствие чего зависящие от них величины атомных магнитных момен-в, точек Кюри и т. д. можно разложить в ряд по степеням малых раметров $r_1 - R_A$, $r_1 - R_B$ и $r_1 - R_{AB}$ и ограничиться первым членом да, т. е. считать перечисленные величины линейно зависящими от меж-ектронных расстояний [7] (см. соотношение (1)).

Разделим бинарные сплавы, состоящие из компонентов A и B (пере-дные металлы), на две группы. К первой отнесем те, у которых раз-сть $r_1 - R_{AB} < 0$, ко второй — те, у которых $r_1 - R_{AB} > 0$. К первой уппе относятся рассматриваемые нами дальше сплавы Fe-Cr с решет-й типа A2, как у железа, а также сплавы Fe-Ni с решеткой типа A1, к у никеля, с концентрацией $25 \div 67\,\%_{ат}$ Ni, а ко второй группе — лавы Fe-Ni с той же решеткой, но с концентрацией выше $\%_{ат}$Ni. Сплавы Fe-Ni с концентрацией $0 \div 25\,\%_{ат}$ Ni имеют решетку па A2.

Допустим, что эмпирические соотношения для различных свойств ррромагнитных бинарных неупорядоченных сплавов такие же, как и для

Свойства железо-хромистых и железо-никелевых сплавов

Свойства сплавов *	Содержание (% ат) второго компонента в сплавах						
	железо-хромистых			железо-никелевых			
	14,8	30,2	48,8	40	50	60	75**
$n_1(r_1)$, Å	8 (2,4826)	8 (2,4844)	8 (2,4861)	12(2,539)	12 (2,528)	12 (2,521)	12 (2,508
$n_2(r_2)$, Å	6 (2,865)	6 (2,867)	6 (2,869)	—	—	—	—
R_{AB}, Å	2,7813	2,8305	2,8918	2,603	2,571	2,538	2,489
r_1-R_{AB}, Å	—0,299	—0,346	—0,406	—0,064	—0,043	—0,017	+0,019
I_{AA}	0,435	0,630	0,807	0,451	0,606	0,739	0,892
I_{BB}	—0,919	—0,665	—0,128	0,840	0,769	0,687	0,567
I_{AB}	—0,150	—0,345	—0,540	—0,118	—0,083	—0,031	0,028
I_{1AA}				1,549	1,395	1,261	1,108
I_{1BB}				1,157	1,231	1,313	1,433
I_{0A}/I_{1AA}				—0,335	—0,373	—0,412	—0,469
I_{0B}/I_{1BB}				—0,449	—0,422	—0,400	—0,362
m_A, μ_B	2,14	2,00	1,83	2,451	2,606	2,739	2,892
m_B, μ_B	—0,62	—0,06	0,85	0,844	0,769	0,687	0,567
$m_A-m_B-I_{AB}$, μ_B вычисл.	2,91	2,41	1,52	1,72	1,92	2,08	2,30
$m_A-m_B-I_{AB}$, μ_B экспер.	2,85± ±0,10 [3]	2,38+ +0,07 [3]	1,62± ±0,11 [3]		1,93± ±0,20 [3]	2,06± ±0,21 [3]	2,31± ±0,22 [3
$\overline{m}$, μ_B	1,81	1,41	0,93	1,744	1,604	1,435	1,107
C_A				2,384	2,378	2,372	2,363
C_B				0,337	0,341	0,345	0,351
$\overline{C}$				1,44	1,27	1,12	0,88

чистых ферромагнитных металлов, однако фигурирующие там безразмер ные величины имеют вид:

$$I_{AA} = 1 \pm 0{,}641\,[n_1(r_1 - R_A) + n_2(r_2 - R_A)]\,f_A^2,\ (I_{AA} > 0), \quad (1$$

$$I_{AB} = 0{,}641\,[n_1(r_1 - R_{AB}) + n_2(r_2 - R_{AB})]\,f_A f_B, \quad (2$$

$$I_{0A} = -0{,}13 N_{dA}\,(N_{dA} - n_{sA} + \gamma)\,/\,(N_{dA} - 1), \quad (3$$

где верхний знак в (1) здесь и дальше относится к первой группе би нарных сплавов, а нижний — ко второй группе; n_1 и n_2 — полное числ соседей атома соответственно в 1-й и 2-й к. с., r_2 — межатомное рас стояние во 2-й к. с., $\gamma = 0$ для первой группы, $\gamma = 1$ для второй группы N_{dA} — число непарных d-электронов атома A, n_{sA} — полное число s-элек тронов атома A. I_{BB} вычисляется аналогично (1), а I_{0B} аналогично (3 Для решетки типа A1 принято учитывать лишь 1-ю к. с. (12 ближайши соседей, тогда как для решетки типа A2 — как 1-ю, так и 2-ю к. с. соответствии с этим для сплавов Fe-Ni мы будем учитывать лишь первы члены в квадратных скобках (1) и (2), а для сплавов Fe-Cr — также и вто рые члены.

---

* $R_{Ni} = 2{,}4082$ Å, $R_{Co} = 2{,}5382$ Å, $R_{Fe} = 2{,}7332$ Å, $R_{Cr} = 3{,}0582$ Å [2]. $N_d = 4$ дл Fe и Cr, $N_d = 2$ для Ni (принимается $n_s = 2$ для всех металлов). Данные о величина n_1, n_2, r_1 и r_2 для сплавов Fe-Cr взяты из [8], а для сплавов Ni-Fe — из [9].

** Сплав, приведенный в этой колонке, относится ко второй группе, остальны сплавы — к первой.

Поэтому введем величины:

$$I_{1AA} = 1 \pm [0{,}641 n_1 (r_1 - R_A)/f_A^2 - E_0], \quad (I_{1AA} > 0), \tag{4}$$

$$I_{2AA} = 1 \mp [0{,}641 n_1 (r_1 - R_A)/f_A^2 - E_0], \tag{5}$$

где E_0 — целочисленная часть первого члена в квадратных скобках. Вычисление показывает, что для всех ферромагнитных металлов, кроме железа, $E_0 = 0$, а для железа $E_0 = -1$.

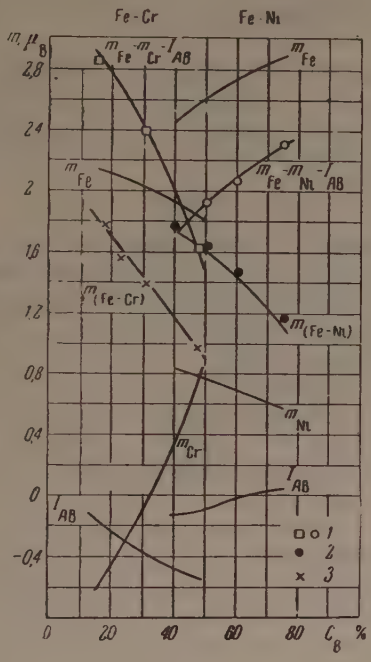


Рис. 1

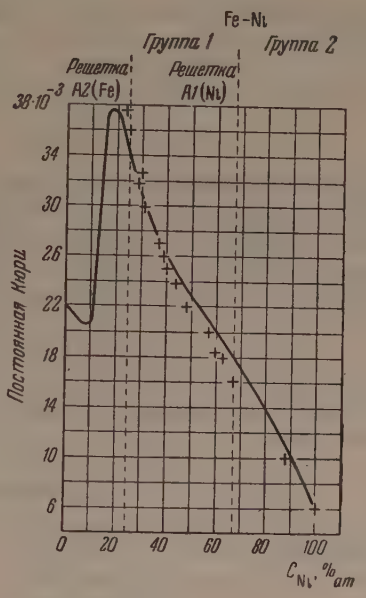


Рис. 2

Рис. 1. Зависимость атомных магнитных моментов железо-хромистых и железо-никелевых сплавов и их компонентов от концентрации в сплаве. Кривые — вычисленные; экспериментальные точки: *1* — Шулла и Вилкинсона [3], *2* — Кондорского и Федорова [10], *3* — Фалло [11]. I_{AB} означает соответствующее число μ_B; $m_{Fe\text{-}Ni}$ и $m_{Fe\text{-}Cr} = m$

Рис. 2. Зависимость постоянной Кюри на 1 г сплавов Fe-Ni от концентрации компонентов. Экспериментальные точки Пешара [12]

Атомный магнитный момент компонента А равен

$$m_A / \mu_B = e (N_{dA} - n_{sA}) + I_{AA}, \tag{6}$$

атомный магнитный момент сплава

$$\overline{m}/\mu_B = f_A (N_{dA} - n_{sA}) \pm f_B (N_{dB} - n_{sB}) + f_A I_{AA} f_B \sigma I_{BB} \pm I_{AB}, \tag{7}$$

где коэффициент $e = 1$, если оба компонента сплава ферромагнитны в чистом виде (+) и $e = f_A$, если компонент В в сплаве парамагнитен в чистом виде (—); μ_B — магнетон Бора.

В таблице приведены данные для вычисления рассматриваемых величин, а на рис. 1 сравниваются их вычисленные и экспериментальные значения. В этой связи заметим, что опыт [3] дает лишь разность атомных магнитных моментов компонентов А и В, а именно $m_A - m_B$. Чтобы определить каждый из них в отдельности, авторы [3] сравнивают эту

разность с моментом $\overline{m}$, найденным из насыщения, причем они допускают что $\overline{m} = f_A m_A + f_B m_B$, согласно же (7) $\overline{m}$ складывается из моментов ком понентов A и B, чему соответствуют первые четыре члена в (7), а такж из момента, обусловленного взаимодействием атомов A с атомами B чему соответствует последний член в (7) (см. кривые типа $m_A - m_B - I_A$ на рис. 1).

Атомные магнитные моменты компонента A и сплава в парамагнит ном состоянии равны соответственно:

$$m_{Ap}/\mu_B = 2{,}83\sqrt{C_A}, \qquad \overline{m}_p/\mu_B = 2{,}83\sqrt{\overline{C}},$$

где постоянная Кюри на грамм-атом компонента A в общем случа имеет вид:

$$C_A = \{[(N_{dA} + E_0)(N_{dA} + E_0 + 2) + (N_{fA} + E_0)(N_{fA} + E_0 + 2)]/t \pm$$
$$\pm 0{,}05\,(I_{0A}/I_{1AA} - 4) n_{sA}(n_{sA} + 2)\} L\mu_B^2/k; \qquad (8$$

здесь верхний знак перед третьим членом и $t = 3$ соответствует ферро магнитным металлам в чистом виде, а нижний знак и $t = 1$ — парамаг нитным металлам в чистом виде (например γ-Fe), L — число атомо в грамм-атоме, N_{fA} — число непарных f-электронов атома A.

Постоянная Кюри на грамм-атом сплава равна:

$$\overline{C} = f_A C_A + f_B C_B + I_{AB}. \text{ град}^{-1}. \qquad (9$$

На рис. 2 сравниваются вычисленные и экспериментальные значения величин (8) и (9).

Цитированная литература

1. Гальперин Ф. М., ЖЭТФ, 19, 451 (1949); Изв. АН СССР, Серия физич., 13 574 (1949).
2. Гальперин Ф. М., ЖЭТФ, 31, 150 (1956).
3. Shull C. G., Wilkinson M. K., Phys. Rev., 97, 304 (1955).
4. Бете Г., Зоммерфельд А., Электронная теория металлов.— ОНТИ М.—Л., 1938.
5. Вонсовский С. В., Шур Я. С., Ферромагнетизм.—ГТТИ, М.—Л., 1948
6. Вонсовский С. В., Современное учение о магнетизме.— ГТТИ, М.—Л. 1953.
7. Вонсовский С. В., Власов К. Б., ЖЭТФ, 25, 327 (1953).
8. Adcock E., J. ISI, 124, 99 (1931).
9. Marsh S., The Alloys of Iron and Nickel, V. I, p. 45.—New-York, 1937.
10. Кондорский Е. И., Федотов Л. Н., Изв. АН СССР, Серия физич 16, 432 (1952).
11. Fallot M., Ann. de Phys., 6, 305 (1936).
12. Peshard M., Rev. de Met., 22, 490, 581, 663, 1925.

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

Т. XXI, № 9 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1957

В. В. ПАРФЕНОВ

ИССЛЕДОВАНИЕ МАГНИТНОЙ ВОСПРИИМЧИВОСТИ ТВЕРДЫХ РАСТВОРОВ НА ОСНОВЕ ЖЕЛЕЗА И НИКЕЛЯ

Дифференциальную восприимчивость в области высоких магнитных полей можно представить в следующем виде (так называемый закон приближения к насыщению) [1, 2]:

$$\chi = \frac{a}{H^3} + \frac{b}{H^2} + \chi_p(H, T), \qquad (1)$$

где член aH^{-3} определяется энергией кристаллографической анизотропии и энергией упругих напряжений [3]; член bH^{-2} обусловлен наличием включений или резко неоднородных напряжений, локализованных в малых объемах [4, 5] χ_p (H, T) — восприимчивость парапроцесса.

Экспериментальному исследованию закона приближения к насыщению в твердых растворах посвящены работы Акулова, Пузея и др. [6—8]. Однако данные исследования выполнены в той области магнитных полей, где основную роль играет член aH^{-3}. Вопрос о влиянии атомов примесей на другие члены в законе (1) в указанных работах не рассматривался.

Для уточнения наших представлений о процессах намагничивания важное значение приобретает исследование влияния атомов примесей на форму кривой намагничивания в области высоких магнитных полей.

Другим вопросом, представляющим большой интерес для теории ферромагнетизма, является исследование влияния атомов примеси на восприимчивость парапроцесса. Современная теория дает следующую зависимость восприимчивости парапроцесса от поля и температуры [9]:

$$\chi = \frac{J_0 - J_{T0}}{J_0} \cdot \frac{1}{29{,}7} \left(\frac{4\pi^3 \cdot J_0}{kT}\right)^{1/2} \left[\left(\frac{4\pi J_0}{H}\right) + \sin^{-1}\left(\frac{4\pi J_0}{H + 4\pi J_0}\right)^{1/2}\right], \qquad (2)$$

где

$$J_{T0} = J_0\left(1 - \frac{T^{3/2}}{\theta'^{3/2}}\right) \qquad (3)$$

и

$$\frac{1}{\theta'} = \left(\frac{k}{AZ}\right)^{3/2} \left(\frac{0{,}1174}{2CZ}\right); \qquad (4)$$

A — обменная энергия на один электронный спиновый момент, k — постоянная Больцмана, Z — число приходящихся на атом спинов, участвующих в ферромагнетизме, а C — коэффициент, зависящий от типа решетки.

На основании равенств (2) и (3) представляется возможным дать не только оценку ожидаемой величины восприимчивости парапроцесса, но также и оценку величины, пропорциональной интегралу обмена. Следует, однако, отметить, что измерение восприимчивости парапроцесса сопряжено с большими трудностями.

Далее нам кажется, что важность такого рода исследований определяется еще следующим обстоятельством. Намагниченность насыщения и температура Кюри являются важнейшими магнитными характеристиками. Однако вопрос об определении этих характеристик в значительной мере не разрешен. Например, для определения намагниченности насыщения

обычно пользуются законом приближения к насыщению в форме $J = J_0 \times (1 - AH^{-1})$. Однако законность такого способа определения нам кажется по меньшей мере недоказанной. Так будет обстоять дело до тех пор, пока не будет выяснено, какие же процессы намагничивания ответственны за поведение различных ферромагнетиков в области высоких магнитных полей.

Изучению магнитной восприимчивости твердых растворов в области высоких магнитных полей при различных температурах посвящена данная работа.

Методика измерений

Для снятия кривых намагничивания и восприимчивости при комнатной температуре мы использовали электромагнит, устройство которого и методика измерений описаны нами ранее [10, 11]. Основная часть измерений при комнатных температурах выполнена в полях до 10 000 Oe.

Для измерений температурной зависимости магнитной восприимчивости был использован соленоид с масляным охлаждением, дающий в рабочем пространстве достаточно однородное поле напряженностью до 4500 Oe.

При заданной конструкции измерительной катушки и использованном нами гальванометре чувствительность измерений ΔJ составляла 0,05 Gs мм$^{-1}$, а измерений ΔH — 1 Oe мм$^{-1}$. Общая ошибка в измерении восприимчивости с учетом всех возможных погрешностей не могла превышать 10—12% в самом худшем случае. В действительности же разброс измеренных значений в этом случае был меньше указанной погрешности, ибо результирующее значение восприимчивости находилось после усреднения 10—12 измерений в каждой точке.

Для измерений в электромагните исследуемые образцы были изготовлены в форме цилиндров длиной 42 мм и ϕ 6 мм. Для исследования температурной зависимости образцы изготовлялись в форме эллипсоидов вращения с большой осью 70 мм и малой осью 7 мм.

Результаты измерений

Для анализа экспериментальных значений восприимчивости формулу (1) мы использовали (с учетом зависимости восприимчивости парапроцесса от поля) в следующем виде:

$$\left(\chi - \frac{a}{H^3}\right) \cdot H^2 = b + CH^{3/2}. \quad (5)$$

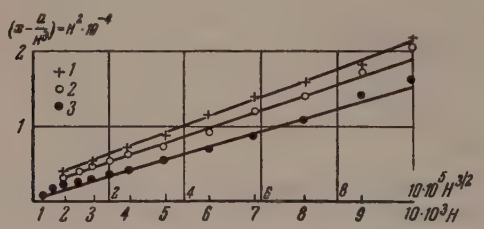


Рис. 1. Зависимость $\left(\chi - \frac{a}{H_3}\right)$. H^2 от $H^{3/2}$ для сплавов Fe-Si (*1* — 2% Si, *2* — 4% Si, *3* — 6% Si)

Из рис. 1. видно, что для сплавов системы Fe—Si в области высоких полей наблюдается линейная зависимость левой части равенства (5) от $H^{3/2}$. При этом коэффициент b и восприимчивость парапроцесса слабо уменьшаются с увеличением концентрации Si.

При изменении температуры от 290° до 77° K коэффициент a слабо возрастает. Восприимчивость парапроцесса и коэффициент b в пределах точности наших измерений не изменялись. Аналогичная закономерность в изменениях коэффициента b и χ_p наблюдается и в сплавах системы Ni—Cu. Основные результаты измерений представлены в таблице.

Совершенно противоположная закономерность наблюдается в сплавах системы Fe—Mo и Fe—W. Величина коэффициента b этих сплавов

Основные магнитные характеристики исследованных ферромагнетиков

№ п/п	Материал	J_{290}	J_{77}	$a_{290}\cdot10^{-6}$	$a_{77}\cdot10^{-6}$	$b_{290}\cdot10^{-3}$	$c_{290}\cdot10^{3}$	$k^{эфф}_{290}\cdot10^{-5}$ *	$k^{эфф}_{77}\cdot10^{-5}$
	Сплав Fe-Ni, % Ni								
1	0	1700	1740	14,0	24,4	3,0	2,0	4,0	5,3
2	10	1670	1710	8,4	14,2		—	3,0	4,0
3	21	1600	1680	2,1	4,3		—	1,5	2,2
4	34	970	1110	—	—	3,0	8,2	—	—
5	48	1280	1330	—	—	1,0	4,3	—	—
6	58	1110	1160	—	—	0,5	3,0	—	—
7	71	960	1000	—	—	0,1	1,5	—	—
8	78	820	855	0,08	0,20	0,1		0,1	0,5
9	91	670	700	0,21	51,0	0,1	1,5	0,3	2,4
10	100	490	510	0,78	86,0	0,1	1,4	0,50	5,2
	Сплав Fe-Si, % Si								
11	1,2	1670	1710	10,7	18,0	0,2	1,8	3,5	4,5
12	1,59	1650	1685	8,9	13,0	—	—	3,2	3,8
13	2	1630	1670	6,3	9,5	—	—	2,6	3,4
14	3	1585	1610	3,6	7,2	0,15	1,6	2,1	2,7
15	4,5	1510	1535	2,9	4,3	—	—	1,7	2,1
16	6	1460	1500	2,3	3,2	0,1	1,3	1,5	1,8
	Сплав Ni-Cu, % Cu								
17	2	460	495	0,67	62,0	0,1	1,4	0,45	4,5
18	4,3	430	470	0,57	39,5	0,1	—	0,4	3,5
19	5,8	400	435	0,34	31,0	0,1	1,0	0,3	3,0
20	10	360	400	0,26	15,2	0,1	0,83	0,25	2,0

сильно отличается от таковой для чистого железа и возрастает с увеличением концентрации атомов примеси. Действительно, если для сплава Fe с 6% Si $b = 0{,}02\cdot10^4$, то для сплава Fe с 6% W $b = 1{,}0.10^4$. В случае указанных сплавов восприимчивость парапроцесса остается неизменной в пределах точности наших измерений. Возможное слабое влияние атомов примеси Mo или W на χ_p мы не смогли обнаружить в наших опытах. Это объясняется более сильным влиянием члена $b\mathrm{H}^{-2}$.

На рис. 2, согласно равенству (5), графически представлены результаты измерений восприимчивости при комнатной температуре для сплавов системы Fe—Ni. Из рис. 2 видно, что в диапазоне полей 600÷10000 Oe χH^2 линейно зависит от $H^{3/2}$. Член aH^{-3} не играет существенной роли в рассматриваемом диапазоне магнитных полей. Восприимчивость парапроцесса возрастает с ростом концентрации Fe и достигает наибольшего значения в сплаве с содержанием около 30% Ni. При изменении концентрации никеля от 100 до 30% в поле $H = 10000$ Oe восприимчивость при 290°K изменяется от $2\cdot10^{-4}$ Gs·Oe^{-1} до $47{,}0\cdot10^{-4}$ Gs·Oe.

Закон приближения к насыщению выполняется также и при пониженных температурах. Об этом свидетельствуют приведенные на рис. 3 результаты измерений на сплаве с содержанием 33% Ni. При этом восприимчивость в этом сплаве при понижении температуры уменьшается в широком диапазоне магнитных полей.

Рассмотрим далее, какое влияние оказывает упорядочение твердого раствора на ход кривой намагничивания в области высоких магнитных полей. Ранее нами было показано [10], что в сплаве вблизи состава Ni_3Mn действительно наблюдается высокая восприимчивость парапроцесса, даже при комнатной температуре. Для того, чтобы убедиться в этом окончательно, требовалось произвести исследование температурной зависимости восприимчивости при различных намагничивающих полях. В данной

* $k^{эфф}_{290,77}$—эффективное значение константы анизотропии при температуре 290 и 77°K.

работе мы восполнили этот пробел и произвели измерения восприимчивости в диапазоне температур 393÷77°K в полях до 4500 Oe.

На рис. 4 представлены результаты измерений в этом сплаве в упорядоченном состоянии. Из приведенного графика видно, что в рассматриваемом диапазоне полей восприимчивость возрастает при повышении температуры. Данная зависимость характерна для восприимчивости па-

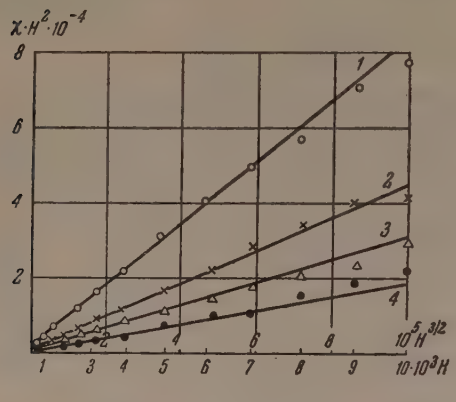


Рис. 2

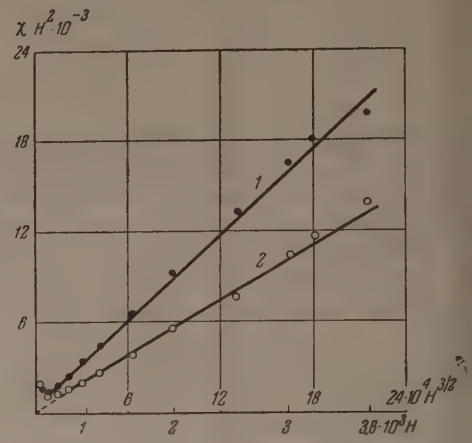


Рис. 3

Рис. 2. Зависимость $\chi \cdot H^2$ от $H^{3/2}$ для сплавов системы Fe — Ni при 20°: *1* — 33% Ni, *2* — 48 % Ni, *3* — 58 % Ni, *4* — 71 % Ni

Рис. 3. Зависимость χH^2 от $H^{3/2}$ для сплава с содержанием 33 % Ni: *1* — 290° K, *2* — 77° K

рапроцесса. Обращает на себя внимание то обстоятельство, что в упорядоченном твердом растворе коэффициент b сильно отличается от такового для чистого никеля по своей абсолютной величине и его зависимости от температуры. Действительно, если при температуре 77°K $b = 0{,}10 \cdot 10^5$, то при температуре 393°K $b = 0{,}25 \cdot 10^5$ (для чистого никеля $b = 150$).

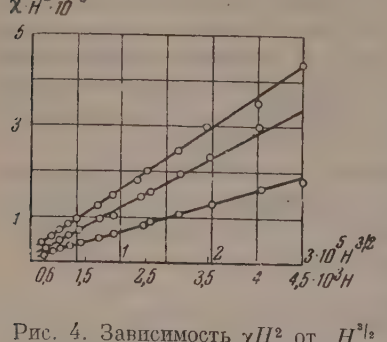


Рис. 4. Зависимость χH^2 от $H^{3/2}$ для сплава вблизи состава Ni_3Mn в упорядоченном состоянии: *1* — 393° K, *2* — 290° K, *3* — 77° K

Обсуждение результатов

Проведенные экспериментальные исследования магнитной восприимчивости в различных твердых растворах в широком диапазоне магнитных полей и при различных температурах показали, что закон приближения к насыщению выполняется достаточно хорошо. При этом константы, входящие в этот закон, обусловлены различными процессами намагничивания и существенным образом зависят от природы атомов примеси.

Член aH^{-3}. Теоретическое объяснение члена aH^{-3} дано из представления о процессах вращения вектора самопроизвольной намагниченности; показано, что он должен быть обусловлен энергией кристаллографической анизотропии и магнитоупругой энергией [3, 12]. Многочисленные экспериментальные исследования на чистых ферромагнитных металлах и некоторых сплавах при различных температурах с несомненностью эт

подтверждают. Хорошее совпадение результатов измерений констант магнитной анизотропии в Ni и Fe, а также измеренных нами констант сплавов Fe-Si с константами, рассчитанными из измерений на монокристаллах, свидетельствуют о том, что закон приближения к насыщению является надежным методом для этих целей. Следует, однако, заметить, что значения констант магнитной анизотропии получаются заниженными по сравнению с измерениями на монокристаллах. Одной из возможных причин данного расхождения считают влияние магнитного взаимодействия между отдельными зернами поликристалла [13, 14], которое не учитывается в выражении для a. На обсуждении этого вопроса мы не останавливаемся по следующим соображениям: во-первых, это обсуждение не имеет смысла до тех пор, пока не будут проведены такого рода исследования на монокристаллах; во-вторых, между константами анизотропии, измеренными на монокристаллах различными методами, также имеется заметное расхождение, в-третьих, до сих пор еще неизвестно, какие процессы намагничивания ответственны за поведение монокристалла в области высоких магнитных полей при намагничивании его вдоль различных кристаллографических направлений.

За последнее время закон приближения к насыщению был уточнен путем включения члена $C'H^{-4}$, который позволяет определять знак константы магнитной анизотропии [15]. Коэффициент C' пропорционален константе анизотропии в третьей степени. Следовательно, в случае никеля этот член должен играть существенную роль при низких температурах. В этом случае и представляется возможность обнаружить его влияние с большей точностью. Проведенный анализ наших экспериментальных результатов при температуре 77°K, а также результатов Полли не подтвердили существования этого члена.

Член bH^{-2}. Этот член в законе приближения к насыщению обусловлен наличием в ферромагнетике дополнительных сил, которые противодействуют достижению насыщения.

Наблюдается три вида закономерностей в отношении влияния атомов примесей на коэффициент b. В сплавах систем Fe—Si, Fe—Ni, Ni—Cu и др. коэффициент b мал и сравним с таковым для чистых ферромагнетиков. Для большинства указанных сплавов с увеличением концентрации атомов примеси он уменьшается. Иная закономерность наблюдается в сплавах системы Fe—W, Fe—Mo и Ni—Mo. Здесь коэффициент b возрастает с увеличением концентрации. При этом исследования температурной зависимости показали, что b слабо зависит от температуры. Третья закономерность наблюдается в сплаве вблизи состава Ni_3Mn в упорядоченном состоянии и в некоторых сплавах системы Fe—Ni. Здесь коэффициент b значительно превышает таковой в рассмотренных сплавах и сильно изменяется с изменением температуры.

Теоретическое объяснение природы члена bH^{-2} дано в работах Броуна [4] и Нееля [5]. Согласно Броуну, наличие резко неоднородных напряжений, локализованных в малых объемах, может быть одной из возможных причин, приводящих к отклонению намагниченности от насыщения, а следовательно, и к появлению члена bH^{-2}. Следовательно, внедренные чужеродные атомы должны были бы с этой точки зрения обусловливать наличие члена bH^{-2}. Этой точки зрения мы придерживались ранее [16]. Однако проведенные в данной работе исследования показывают, что механизм влияния атомов примеси на коэффициент b носит более сложный характер, чем это представлялось до сих пор. Объяснение наблюдаемых закономерностей в рамках данной теории сопряжено с большими затруднениями. С точки зрения данной теории остается совершенно непонятным различное влияние атомов примеси на коэффициент b и зависимость его от температуры. Геометрическим различием в размерах атомов, т. е. искажениями, вносимыми атомами примеси в решетку основного металла, нельзя объяснить указанного различного влияния. Такого рода искаже-

ния должны отразиться на члене aH^{-3} через магнитоупругие константы. Не представляется возможным пока объяснить все эти закономерности и с точки зрения теории Нееля [5].

Характерно ли данное возрастание коэффициента b для атомов примеси, относящихся к переходным металлам, сказать пока на основании имеющегося экспериментального материала, трудно. По данному вопросу имеется обширный материал, изложенный в работах Фалло, Садрона и Мариама [17—20] по измерениям намагниченности в высоких полях. К сожалению, в данных работах приведены только константы, полученные путем экстраполяции намагниченности на $H \to \infty$ из закона Вейсса $J = J_s(1 - AH^{-1})$. Результаты, приведенные в настоящей работе, с достаточной убедительностью свидетельствуют о том, что данный закон имеет место в ограниченной области магнитных полей. Без дополнительных исследований экстраполяция в этом случае остается неопределенной.

Член χ_p. Проведенные нами экспериментальные исследования температурной зависимости восприимчивости при различных намагничивающих полях подтвердили наши выводы о том, что в области высоких полей (где члены с a и b не играют существенной роли) наблюдаемые нами изменения намагниченности обусловлены парапроцессом.

Линейный характер зависимости восприимчивости парапроцесса от $H^{-1/2}$ для исследованных нами сплавов, по-видимому, является общей закономерностью в области высоких полей. С большей степенью точности данная закономерность должна соблюдаться на некоторых сплавах системы Fe—Ni, также для сплава вблизи состава Ni_3Mn в упорядоченном состоянии. Однако необходимо обратить внимание на следующее обстоятельство. В сплаве Ni_3Mn в упорядоченном состоянии в диапазоне полей от 200 Oe и выше мы имеем дело с истинным намагничиванием (об этом свидетельствуют температурные измерения). Следовательно, в этом случае восприимчивость должна зависеть от $H^{-1/2}$ линейно. В действительности же данная закономерность соблюдается в ограниченной области полей. Аналогичная же закономерность наблюдается в некоторых сплавах системы Fe—Ni. Наблюдаемое отклонение в рассматриваемом случае обусловлено заметным влиянием второго члена в формуле для восприимчивости (2). В остальных случаях отступление от данной зависимости трудно обнаружить по двум причинам: во-первых, величина восприимчивости парапроцесса здесь мала; во-вторых, слабая зависимость восприимчивости от поля маскируется более сильным влиянием других членов в законе приближения к насыщению со стороны более низких полей.

Проведенные нами исследования позволили проверить выводы квантово-механической теории о зависимости восприимчивости от температуры. Такая проверка оказалась возможной только на таких материалах, в которых восприимчивость парапроцесса достаточно велика. В нашем случае это возможно было сделать на сплаве вблизи состава Ni_3Mn в упорядоченном состоянии и на некоторых сплавах Fe-Ni, которые обладают инварными свойствами [21, 22]. Если закон (3) справедлив для сплавов, то выражение для восприимчивости при постоянном поле можно представить в следующем виде:

$$\chi = \frac{J_0 - J_{T0}}{J_0} \cdot P\left(\frac{1}{T}\right)^{1/2} = P\left(\frac{T}{\theta'}\right)^{3/2}\left(\frac{1}{T}\right)^{1/2} = P\frac{1}{\theta'} \cdot T.$$

Из данного равенства следует, что восприимчивость парапроцесса должна возрастать линейно с температурой. Наши опыты не подтверждают данной закономерности в диапазоне температур 77÷290°K при различных намагничивающих полях. Об этом достаточно убедительно свидетельствуют результаты измерений на сплаве Ni_3Mn, приведенные на рис. 5. Такая же закономерность наблюдается и в сплавах Fe-Ni с высокой χ_p.

Естественно возникает вопрос: какова же причина наблюдаемого отклонения? Определенный ответ дать на этот вопрос пока трудно. Возможно, что наблюдаемое отклонение свидетельствует о недостаточности теории Гольштейна и Примакова. Не исключена и другая возможность. До сих пор нельзя дать однозначного ответа на вопрос о справедливости выводов квантовой теории о зависимости самопроизвольной намагниченности от температуры. Нам кажется, что исследование этого вопроса наталкивается на одно важное затруднение. Как уже указывалось выше, до сих пор не решен вопрос об определении самопроизвольной намагниченности. Отсутствие надежного метода для определения самопроизвольной намагниченности, а также отсутствие измерений восприимчивости в области более низких температур затрудняют провести надежное сравнение экспериментальных результатов с выводами теории.

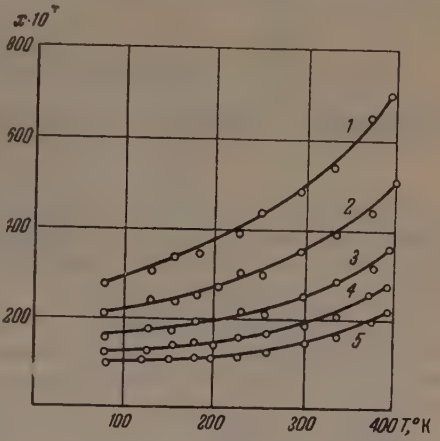


Рис. 5. Зависимость восприимчивости от температуры в сплаве Ni_3Mn в упорядоченном состоянии при различных H: *1* — $H = 1000$, *2* — 1500, *3* — 2000, *4* — 3000 и *5* — 4000 Oe

На основании формулы (2) можно дать оценку восприимчивости парапроцесса, ожидаемую согласно данной теории. В случае чистых ферромагнетиков Fe и Ni наши результаты также находятся в хорошем согласии с теорией [9]. Отсутствие необходимых значений намагниченности затрудняет проведение аналогичного сравнения для исследованных нами сплавов и особенно для сплавов с аномально высоким значением восприимчивости парапроцесса. На основании имеющихся материалов пока трудно дать однозначное объяснение аномально большой величине χ_p и ее зависимости от температуры.

Кафедра экспериментальной физики
Уральского гос. университета
им. А. М. Горького

Цитированная литература

1. Вонсовский С. В., Шур Я. С., Ферромагнетизм.—ГТТИ, М.—Л., 1948.
2. Вонсовский С. В., Современное учение о магнетизме.— ГИТТЛ, 1952.
3. Акулов Н. С., Ферромагнетизм.—ОНТИ, М.—Л., 1939.
4. Brown W. F., Phys. Rev., **53**, 736 (1940); **60**, 139 (1941).
5. Néel L., J. Phys., et Rad., **5**, 184 (1948).
6. Акулов Н. С., Пузей И. М., Изв. АН СССР, Серия физич., **5**, 533 (1947).
7. Акулов Н. С. Большова К. М., ЖТФ, **19**, 8 (1949).
8. Большова К., М., Изв. АН СССР, Серия физич., **16**, 5, 598 (1952).
9. Holstein T., Primakoff H., Phys., Rev., **58**, 1089 (1940).
10. Парфенов В. В., Изв. АН СССР, Серия физич., **16**, 601 (1952).
11. ЯнусР. И., Парфенов В. В., Изв. АН СССР, Серия физич., **16**, 611 (1952).
12. Акулов Н. С., Киренский Л. В., ЖТФ, **9**, 1945 (1939).
13. Néel L., J. Phys. et Rad., **8**, 9, 184 (1948).
14. Holstein T., Primakoff H., Phys. Rev., **59**, 388 (1941).
15. Киренский Л. В., Слободской Л. И., ДАН СССР, **69**, 639 (1949).
16. Парфенов В. В., Шумков Ю. В., Физика металлов и металловедение, I, 427 (1955).
17. Дорфман Я. Г., Магнитные свойства и строение вещества.— ГИТТЛ, 1955.
18. Mariam V., Ann. de Phys., **7**, P459 (1937).
19. Fallot M., Ann. de Phys., **6**, P305 (1936); **7**, 420 (1937); 10 291 (1938).
20. Sadron C., Ann. de Phys., **17**, 10, 371 (1932).
21. Белов К. П., Упругие,тепловые и электрические явления в ферромагнитных металлах — ГИТТЛ., М.—Л., 1951.
22. Парфенов В. В., Ворошилов В. П., См. настоящий номер журнала, стр. 1334.

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

Т. XXI, № 9 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1957

В. В. ПАРФЕНОВ и В. П. ВОРОШИЛОВ

ВЛИЯНИЕ УПРУГОЙ ДЕФОРМАЦИИ НА ВОСПРИИМЧИВОСТЬ ПАРАПРОЦЕССА

Одним из важнейших вопросов современной теории кривой намагничивания является вопрос о влиянии механических воздействий на намагниченность насыщения. Изменение межатомных расстояний под влиянием механических воздействий в известной мере должно отразиться на энергии взаимодействия, а следовательно, и на величине намагниченности насыщения. До последнего времени считали, что одностороннее растяжение не оказывает такого влияния, если в материале отсутствуют изменения фазового состава.

К. П. Белов [1] воспользовался для изучения этого вопроса другой методикой и показал, что одностороннее растяжение изменяет намагниченность насыщения. На некоторых сплавах системы Fe—Ni, обладающих высокой восприимчивостью парапроцесса, это явление можно наблюдать даже по изменению кривых намагничивания при комнатной температуре.

Если наблюдаемое изменение намагниченности насыщения действительно обусловлено изменениями энергии взаимодействия под влиянием одностороннего растяжения, а не изменениями фазового состава, то эти изменения должны отразиться и на восприимчивости парапроцесса [2]. С этой целью мы и провели предварительные экспериментальные исследования влияния упругой деформации при одностороннем растяжении на восприимчивость парапроцесса.

В качестве объектов для исследования мы выбрали молибденовый пермаллой и сплав инвар. Использование данных материалов позволило нам произвести изучение данного вопроса в сравнительно слабых полях, где изменения намагниченности обусловлены исключительно парапроцессом.

Исследуемые образцы были изготовлены в форме проволоки длиной 300 мм и диаметром 2,5 мм. Измерение магнитной восприимчивости производилось в соленоиде длиной 1000 мм, который обеспечивал достаточно однородное магнитное поле в рабочем пространстве. Для измерения восприимчивости мы использовали методику, описанную в работах [3,4]. Все измерения выполнены при комнатной температуре с нагрузкой в 5 кг мм$^{-2}$ и без нагрузки. Более высокие нагрузки приводили к возникновению необратимых изменений в ходе восприимчивости. Ошибка в измерениях восприимчивости с учетом всех возможных погрешностей для инвара не могла превышать 2 % в худшем случае. В действительности же разброс измеренных значений в этом случае был меньше указанной погрешности, ибо результирующее значение восприимчивости находилось после усреднения нескольких измерений. В случае молибденового пермаллоя погрешности были выше.

Результаты измерений

Результаты измерений представлены в таблице. В рассматриваемых материалах нами не обнаружено заметного изменения восприимчивости парапроцесса под влиянием одностороннего растяжения в упругой обла-

Н	Восприимчивость $\chi \cdot 10^4$, Gs Oe^{-1}				Н	Восприимчивость $\chi \cdot 10^4$, Gs Oe^{-1}			
	пермаллой		инвар			пермаллой		инвар	
	$\sigma=0$	$\sigma=4{,}2$ кг мм$^{-2}$	$\sigma=0$	$\sigma=5{,}2$ кг мм$^{-2}$		$\sigma=0$	$\sigma=4{,}2$ кг мм$^{-2}$	$\sigma=0$	$\sigma=5{,}2$ кг мм$^{-2}$
50			42,0	42,0	350	23,0	23	163	170
00			43,5	43,5	300			220	240
50	10,5	10,5	45,5	45,5	250	30,5	30,5	300	350
00			48,0	48,0	200	39,5	39,5	680	790
50			51,0	51,0	140	62,5	62,5	—	—
00	12,0	12,0	54,5	54,5	70	156	156	—	—
50			59,0	59,0	35	350	350	—	—
00	13,8	13,8	62,0	62,0	20	690	690	—	—
50			73,5	73,5	15	1080	1080	—	—
00	16,5	16,5	86,5	86,5	13	1400	1400	—	—
50			104,0	104	10,4	1870	1890	—	—
00	20,5	20,5	128	130					

ти. Проведенные нами исследования температурной зависимости восприимчивости подтвердили справедливость того, что в рассматриваемом диазоне полей наблюдаемые изменения восприимчивости обусловлены парапроцессом. Здесь восприимчивость возрастает с повышением температуры. Изменение восприимчивости под влиянием нагрузки наблюдается в области более слабых полей, где истинное намагничение не играет существенной роли.

Полученный нами отрицательный результат о влиянии одностороннего растяжения на восприимчивость парапроцесса, а следовательно, и на энергию взаимодействия можно было бы отнести за счет недостаточной точности наших измерений. К сожалению, в литературе нет данных, которые позволили бы нам произвести оценку этого эффекта хотя бы качественно. В худшем случае, если бы эффект составлял 2% от измеряемой величины, мы смогли бы его обнаружить при исследовании сплава инвар. По-видимому, этот эффект мал, и используемая нами для этих целей методика недостаточна для его обнаружения.

При изучении этого вопроса следует иметь в виду еще одно обстоятельство. В принципе изменение межатомного расстояния, вызванное механическим воздействием, должно привести к изменению энергии взаимодействия, а следовательно, и восприимчивости парапроцесса. К такому заключению можно было бы прийти при условии, что исследуемый материал изотропен. В действительности же реальные поликристаллические ферромагнетики не являются вполне однородными по своим структурным свойствам. Действительно, наличие зерен различной формы, размера и ориентировки, наличие взаимодействия между ними в значительной мере осложняет механизм влияния одностороннего растяжения на энергию, ответственную за самопроизвольную намагниченность. Поэтому трудно представить, чтобы под влиянием одностороннего растяжения в упругой области изменение объемов отдельных кристаллитов поликристалла происходило одинаковым образом. Поэтому, если этот эффект и имеет место, то наличие поликристаллической структуры должно в значительной мере осложнять механизм передачи упругой деформации на энергию взаимодействия.

Сложнее обстоит вопрос в случае сплава инвар. Здесь эффект влияния одностороннего растяжения на намагниченность насыщения достигает большой величины [1]. Однако восприимчивость парапроцесса в пределах точности наших измерений не изменяется под влиянием деформации растяжения. На основании имеющегося материала пока трудно сделать однозначное заключение и о влиянии механического воздействия в этом сплаве на намагниченность насыщения. Не исключена возможность того, что наблюдаемые сильные изменения намагниченности насыщения в

инваре под влиянием механического воздействия обусловлены не изменениями межатомного расстояния, а вторичными причинами — изменениями фазового состава в процессе деформации. Однако каких-либо прямых указаний на эту связь пока что не имеется. Дальнейшие исследования этих сплавов помогут разобраться в этом важном для теории ферромагнетизма вопросе.

Кафедра экспериментальной физики
Уральского гос. университета
им. А. М. Горького

Цитированная литература

1. Белов К. П., Упругие, тепловые и электрические явления в ферромагнитных металлах.—ГИТТЛ., М., 1951.
2. Holstein T., Primakoff P., Phys. Rev., **58**, 1089 (1940).
3. Янус Р. И., Парфенов В. В., Изв. АН СССР, Серия физич., **16**, 611 (1952).
4. Парфенов В. В., Изв. АН СССР, Серия физич., **16**, 601 (1952).

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

XXI, № 10 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1957

ОВЕТСКАЯ ФИЗИКА К 40-ЛЕТИЮ ОКТЯБРЬСКОЙ РЕВОЛЮЦИИ

Для того чтобы правильно оценить состояние физической науки в ССР к 40-летию Советской власти, недостаточно рассмотреть абсолютные ифры. Не только количественные, но и качественные изменения были пло-ом прошедшего сорокалетия.

Дореволюционная наука в России знает десятки блестящих имен: Ло-оносов и Ленц, Менделеев и Столетов, Лебедев и Голицын, Петров и элопольский, Умов и Циолковский, Попов и Жуковский, Якоби и Ло-ыгин... Вдохновенные провидцы, тонкие экспериментаторы, замечатель-ые изобретатели. Но все это были одиночки. О планомерно поставленных следованиях, дающих известную гарантию, что решение любой, в прин-ипе, задачи лишь вопрос времени,— о том, что так характерно для се-дняшней физики,— приходилось лишь мечтать.

Никакое положительное знание, претендующее на то, чтобы приносить льзу человечеству, не может развиваться силами десятка даже очень упных ученых. История физики — это не набор имен и даже не список еланных открытий. Это история лабораторий и институтов, уни-рситетов и академий, журналов и конференций. Скачок в развитии рус-ой физики после 1917 г. характерен прежде всего не появлением вых академиков и лауреатов, а постановкой организованного обучения, ганизованных исследований, организацией базы для этих исследований. у организацию могла дать только Советская власть.

Необходимость создания отечественной научной школы была ясна дав-. Уже Ломоносов придавал огромное значение организации исследований Университете и Академии наук. Но замыслы Ломоносова были не по пле-его эпохе.

Далеко идущие проекты связи науки с практикой принадлежат . И. Менделееву. Однако планы открывателя периодической системы зались слишком радикальными тогдашним чиновникам от науки.

Единственным, кому посчастливилось создать в дореволюционной оссии (900-е годы) физическую школу, был Петр Николаевич Лебедев. в условиях глухой реакции руководимое им замечательное содру-ество ученых скоро распалось.

Пришла Революция. Коренная перестройка всех сторон российской изни захватила и науку. В первый же год революции было создано три зических института: Институт физики и биофизики в Москве (руково-итель — П. П. Лазарев), Физико-технический (А. Ф. Иоффе) и Оптиче-ий (Д. С. Рождественский, а затем С. И. Вавилов) институты в Петро-граде. Вскоре же были созданы Электротехнический, Аэрогидродинами-ческий и Физико-химический институты.

С самого начала новые институты рассматривались как основа техниче-ого прогресса, как научная база для развивающейся социалистической омышленности. Эта связь науки с практикой все возрастала. Впослед-вии, в годы Великой Отечественной войны она позволила подавляющему льшинству научных коллективов переключиться на решение оборонных дач.

Одновременно с перестройкой исследовательской началась реоргани-ция и учебной работы. В Ленинградском политехническом институте л создан физико-механический, а Московском и Ленинградском универ-

PRINTED IN U. S. S. R.

ситетах — физические факультеты. Выпускники этих факультетов предназначались для научной работы в стенах вновь создаваемых и расширяющихся лабораторий. Подготовлялись, таким образом, широкие кадры работников нового типа, так же отличающихся от дореволюционного поколения русских физиков, как рабочий и инженер современного крупного индустриального предприятия отличается от средневекового ремесленника, пусть даже самого искусного. Новый общественный строй рождал более совершенные формы организации труда — это не могло не сказаться на организации научной работы.

Уже в итоге первых 10—15 лет Советской власти отчетливо выявились основные физические школы и направления.

Это прежде всего ленинградская школа А. Ф. Иоффе, сосредоточившая свои усилия на разработке проблем физики твердого тела. Исследования П. И. Лукирского по электронике и фотоэффекту, А. Ф. Иоффе, И. В. Обреимова по монокристаллам, наконец, теория теплового пробоя диэлектриков Н. Н. Семенова и В. А. Фока — вот первые плоды новой школы. К этим же годам относятся выдающиеся работы А. А. Фридмана по теории относительности.

Вторая крупная физическая школа — школа спектроскопистов Д. С. Рождественского, метод «крюков» которого широко используется до сих пор при изучении дисперсии. Под руководством Д. С. Рождественского и С. И. Вавилова развивались отечественная оптотехника, светотехника, промышленность оптического стекла и оптических приборов. В Москве под руководством П. П. Лазарева получили широкий размах исследования лебедевской школы. Особо интересно отметить работы по Курской магнитной аномалии и по ионной теории возбуждения. К этой же школе примыкал Ю. В. Вульф, чьи работы по кристаллографии получили мировую известность.

В Москве возникло оригинальное научное направление Л. И. Мандельштама, работавшее главным образом в области молекулярной физики. Центральным достижением здесь было открытие Л. И. Мандельштамом и Г. С. Ландсбергом комбинационного рассеяния света. К той же школе относятся замечательные работы Л. И. Мандельштама, Н. Д. Папалекси и их учеников по нелинейным колебаниям.

К тому же начальному периоду советской физики относятся известные работы Д. В. Скобельцына по исследованию гамма-спектров в камере Вильсона, помещенной в магнитное поле, идеи Я. И. Френкеля о перемещении вакантных мест в сплошной среде (вопросы теплопроводности и диффузии), приведшие в дальнейшем к формированию понятия возбужденных состояний атомных электронов в кристалле (экситонов). В лаборатории В. К. Аркадьева проводились важные исследования по магнитной спектроскопии железа. А. А. Глаголева-Аркадьева и М. А. Левитская впервые получили электромагнитные волны, перекрывающие инфракрасный спектр.

В лаборатории С. И. Вавилова П. А. Черенковым было сделано важнейшее открытие — свечение электронов, движущихся в среде с переменным показателем преломления. Теория этого «эффекта Черенкова» была вскоре дана И. Е. Таммом и И. М. Франком.

Образовалась новая значительная физическая школа — школа С. И. Вавилова по люминесценции жидкостей. С. И. Вавилову принадлежат также важнейшие исследования слабых интенсивностей света и новых светосоставов — основы производства люминесцентных ламп «дневного света».

П. Л. Капица в Институте физических проблем сделал ряд выдающихся открытий в области сверхнизких температур (сверхтекучесть гелия, второй звук); теоретическая трактовка этих явлений принадлежит Л. Д. Ландау и др.

И. В. и Б. В. Курчатовы и П. П. Кобеко достигли больших успехов в изучении электрического аналога ферромагнетизма — сегнетоэлектри

ества. Развитием этих работ были исследования Б. М. Вула по титанатам ария, сыгравшие огромную роль для современной техники.

Труды школы А. Ф. Иоффе по полупроводникам внесли значительный клад в эту область. Ныне проблема полупроводников —одна из наиболее нтенсивно развивающихся проблем физики и ее приложений. Перспективная работа ведется в области полупроводникового катализа.

Большой отряд уральских физиков во главе с С. В. Вонсовским проодит работу в области физики магнитных явлений, в частности, им успешо развивается теория ферромагнетизма и антиферромагнетизма.

Работа казанской школы физиков во главе с Е. К. Завойским в 1944 г. венчалась открытием парамагнитного резонанса, удостоенным ныне Ленинской премии.

В Москве возникла значительная школа кристаллографии, возглавляемая А. В. Шубниковым.

Еще в 30-х годах начались исследования советских ученых по ядерной изике. Гипотеза Д. Д. Иваненко о строении ядра, открытие И. В. Курчатовым, Б. В. Курчатовым, Л. И. Русиновым и Л. В. Мысовским ядерой изомерии, работы А. И. Алиханова по образованию пар и аннигиляции позитронов, Д. В. Скобельцына, С.Н. Вернова, В. И. Векслера, . И. Алиханова и А. И. Алиханяна по космическим лучам, Л. Д. Ландау, Е. Тамма и С. З. Беленького по теории ливней определили вклад советских физиков в эту ведущую отрасль физической науки. Сюда же относятся следования братьев Алихановых и Б. С. Джелепова по искусственной радиоактивности, послужившие началом обширной серии ядерно-спектроскопических работ, интенсивно ведущихся и в настоящее время.

Громадное значение для развития физики имели теоретические работы И. Е. Тамма, Л. Д. Ландау, И. Е. Померанчука, Я. И. Френкеля, В. А. ока, Н. Н. Боголюбова и многих других замечательных советских физиков.

В годы Отечественной войны советские физики отдавали все свои силы, ания и способности делу обороны страны. В трудных условиях войны ши физики продемонстрировали умение сочетать высокий уровень теоретических исследований с оперативностью в решении задач, выдвигаемых посредственной практикой. Из успешно разрабатываемых в то время облем можно отметить радиолокацию, основы которой были заложены нашей стране еще в 30-е годы Д. А. Рожанским и Ю. Б. Кобзаревым.

В послевоенный период, возвестивший наступление атомного века, ветская физика сделала новые гигантские шаги.

Успехи науки, конечно, не измеряются перечнем выдающихся технических результатов, ею полученных. Тем не менее, приведем несколько красноречивых фактов.

Осуществление в Советском Союзе цепной ядерной реакции, постройка ервой в мире атомной электростанции (за что коллектив во главе с Д. И. лохинцевым удостоен Ленинской премии), работы по осуществлению правляемых термоядерных реакций в газовом разряде (Л. А. Арцимович, М. А. Леонтович, А. Д. Сахаров), сооружение крупнейшего в мире ускорителя элементарных частиц — синхрофазотрона на 10 миллиардов электронвольт (на основе принципа автофазировки В. И. Векслера), здание межконтинентальной баллистической ракеты и, наконец, запуск ервого в мире советского искусственного спутника Земли — и все это последние 10—12 лет! Бурное развитие теоретической физики, массовое проникновение физических методов в социалистическое народное хозяйство и методологию смежных наук — таковы характернейшие черты эпохи расцвета советской физики.

В дополнение к далеко не исчерпывающему перечню успехов нашей изической науки приведем несколько цифр.

До революции в России работало около 100 физиков, из них 20 докторов наук. Их годовая продукция — около 30 печатных работ (из них по-

ловина обзорные) — вполне умещалась в 9 тонких выпусках единственног в то время органа — Журнала Русского физико-химического общества Собиравшиеся время от времени съезды естествоиспытателей и врачей бы ли практически средоточием всего творческого актива нашей физики

Сейчас только Академия наук СССР издает 11 физических журнало (сюда не относятся многочисленные издания по смежным отраслям). Еже годно в этих журналах публикуют свои работы несколько тысяч специали стов, в том числе 300 докторов физико-математических наук.

Проводившиеся в первые годы Революции физические съезды уже в 20- годах не могли охватить всех работающих физиков. Поэтому в дальнейшем ста ли созывать регулярные совещания и конференции по отраслям, все более более узким. Проведение ежегодных (а иногда и более частых) совещаний п атомной и молекулярной спектроскопии, магнетизму, ядерной спектро скопии, космическим лучам, люминесценции, рентгеновым лучам, полу проводникам, кристаллографии и многим другим разделам физики; сотн докладов на этих совещаниях; десятки крупнейших научно-исследователь ских институтов, университетов и вузов, расположенных во многих го родах Советского Союза; планомерная работа всего этого многотысячног коллектива — вот сегодняшний день советской физики, достойный слав ного сорокалетия.

Материалы II Всесоюзного совещания по рентгеновской спектроскопии

(Москва, 31 января — 4 февраля 1957 г.)

С 31 января по 4 февраля 1957 г. в Москве проходило II Всесоюзное совещание по рентгеновской спектроскопии.

На совещании были заслушаны следующие доклады.

1. Я. С. Уманский. Вступительное слово. 2. А. Н. Орлов и А. В. Соколов (УФАН СССР). Расчет структуры рентгеновских эмиссионных спектров упорядочивающихся сплавов. 3. М. А. Блохин и В. П. Саченко (РГУ). Ширины внутренних уровней и распределение плотности электронных состояний по энергиям элементов переходной группы железа. 4. Н. Д. Борисов, В. В. Немошкаленко и А. М. Фефер (Институт металлофизики АН УССР). Рентгеноспектральный метод исследования распределения электронов по состояниям в металлах и сплавах. 5. И. Я. Дехтяр (Институт металлофизики АН УССР). О состоянии атомов в ферромагнитных сплавах на основе железа, кобальта и никеля. 6. М. А. Блохин и А. И. Фройман (РГУ и Химфак МГУ). Современные методы регистрации рентгеновских спектров. 7. А. И. Фройман (Химфак МГУ). Высокостабильные источники питания рентгеноспектральных установок. 8. В. В. Шмидт и И. Б. Боровский (ИМЕТ АН СССР). Использование рентгеновской установки УРС-50-И в режиме двойного кристалл-спектрометра. 9. А. И. Фройман (Химфак МГУ). Перспектива применения электростатической фотографии (ксерографии) в рентгеноспектральном и рентгеноструктурном анализе. 10. И. Я. Никифоров (РИСХМ, Ростов-на-Дону). К вопросу о нахождении по рентгеновским спектрам распределения плотности электронных состояний по энергиям. 11. И. Б. Боровский, В. П. Быков и А. И. Козленков (Физфак МГУ). Исследование тонкой структуры рентгеновских K-спектров поглощения и испускания некоторых элементов группы железа. 12. С. А. Немнонов и К. М. Колобова (УФАН СССР). О взаимосвязи между некоторыми рентгеноспектральными и магнитными характеристиками сплавов на основе железа. 13. Н. П. Ильин, И. Б. Боровский, А. Н. Деев, Л. Е. Лосева и И. Д. Марчукова (ИМЕТ АН СССР), Рентгеноспектральные исследования химического состава в микрообъемах сплавов. 14. В. А. Трапезников и С. А. Немнонов (УФАН СССР). Изучение сил связей в твердых растворах железо—молибден по тонкой структуре рентгеновских спектров поглощения. 15. И. Б. Боровский и К. П. Туров (ИМЕТ АН СССР). К теории твердых растворов на основе переходных металлов. 16. С. А. Дицман, И. Б. Боровский, В. А. Батырев и Е. Д. Лобанова (ИМЕТ АН СССР). Рентгеноспектральные исследования твердых растворов на основе хрома. 17. И. Б. Боровский и Г. Н. Ронами (Физфак МГУ). Влияние тепловых колебаний атомов на электронный энергетический спектр металлов и сплавов. 18. В. А. Трапезников (УФАН СССР). Температурная и концентрационная зависимость тонкой структуры рентгеновских спектров поглощения твердых тел и изучение сил связи. 19. Р. Л. Баринский, Э. Е. Вайнштейн и К. И. Нарбутт (ИМГРЭ, ГЕОХИ и ИГЕМ АН СССР). Зависимость рентгеновских спектров поглощения атомов в соединениях от характера химической связи. 20. И. С. Смирнова и К. И. Нарбутт (ИГЕМ АН СССР). Исследование тонкой структуры рентгеновских спектров поглощения щелочно-галоидных соединений. 21. Р. Л. Баринский (ИМГРЭ АН СССР). K-спектры поглощения хлора в хлоридах щелочных металлов. 22. М. М. Кахана и Э. Е. Вайнштейн (ГЕОХИ АН СССР). О влиянии нейтронного облучения на тонкую структуру рентгеновского K-спектра поглощения германия. 23. Г. П. Боровикова и М. П. Корсунский (Харьковский политехн. институт). Рентгеновский спектр L-серии германия. 24 Н. В. Тронева, И. Д. Марчукова и И. Б. Боровский (Физфак МГУ). Исследование рентгеновских L-спектров некоторых соединений редкоземельных элементов. 25. Э. Е. Вайнштейн и Ю. Н. Васильев (ГЕОХИ АН СССР). Исследование рентгеновских эмиссионных линий K β-группы титана в карбидах и некоторых других соединениях. 26. К. И. Нарбутт и И. С. Смирнова (ИГЕМ АН СССР). О влиянии активатора на рентгеновский спектр поглощения люминесцентного кристалла. 27. Р. Л. Баринский и Э. Е. Вайнштейн (ИМГРЭ и ГЕОХИ АН СССР). Рентгеновские L-спектры поглощения и эмиссии молибдена в карбиде и некоторых других соединениях. 28. В. А. Батырев, И. Б. Боровский и С. А. Дицман (ИМЕТ АН СССР). Рентгеноспектральное исследование L-спектров молибдена в некоторых сплавах и соединениях. 29. И. А. Румянцев и М. И. Корсунский (Харьковский политехн. институт). Линии L_{β_6} и L_{γ_5} в спектре Cu и Zn. 30. Т. И. Какушадзе (Грузинский пед. институт). Некоторые сателлиты спектральных линий. 31. М. А. Блохин, П. С. Нестеренко и А. Т. Шуваев (РГУ). Рентгеноспектральное исследование сульфидированных образцов. 32. С. М. Карабник (КГУ). Внешнее экранирование и тонкая структура рентгеновских спектров. 33. А. С. Ивойлов и Н. Ф. Лосев (Иргиредмет). Количественное рентгеноспектральное определение титана по вторичным спектрам.

Часть из этих докладов публикуется ниже.